



TITLE:

# UHF同軸ブリッジ及びその応用回路の研究( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

小西, 良弘

---

CITATION:

小西, 良弘. UHF同軸ブリッジ及びその応用回路の研究. 京都大学, 1961, 工学博士

ISSUE DATE:

1961-05-26

URL:

<https://doi.org/10.14989/161939>

RIGHT:

U H F 同 軸 ブ リ ッ ジ  
及 び そ の 応 用 回 路 の 研 究

小 西 良 弘

# 目 次

内 容 梗 概	1
第 1 章 解析及び測定に用いた基礎的事項	4
1. 1. 緒 言	4
1. 2. 多線路 TEM 姿態の解析並びに等価回路網の誘導	4
1. 3. S 曲線法による回路定数の測定と等価回路の構成	7
第 2 章 S 曲線法による三端子対及び四端子対回路定数の測定	9
2. 1. 緒 言	9
2. 2. S 曲線法による三端子対回路素子の測定	10
2. 3. S 曲線法による四端子対回路素子の測定	14
2. 3. 1. 理想変圧器と四端子網による四端子対回路の等価回路網の構成	14
2. 3. 2. S 曲線法による四端子対回路素子の測定	18
第 3 章 UHF 分割同軸形ブリッジの解析及実際例	28
3. 1. 緒 言	28
3. 2. 理想的な分形同軸形ブリッジの等価回路とマトリックス表示	29
3. 2. 1. 等価回路	29
3. 2. 2. S 行列表示とブリッジの性質	37
3. 3. 共軌端子間の漏洩について	40
3. 3. 1. 中心周波数に於る漏洩量	44
3. 3. 2. 漏洩量の帯域特性	46
3. 4. ブリッジの整合周波数特性	47
3. 4. 1. 端子①（映像端子）の整合特性	47
3. 4. 2. 端子③（音声端子）の整合特性	51
3. 5. ブリッジの伝送周波数特性	53
3. 6. 浮遊容量並びに漏洩インダクタンスの影響	53
3. 7. UHF 分割同軸形ブリッジに於る浮遊リアクタンスの測定	57
3. 7. 1. UHF 分割同軸形ブリッジの機械的構造と等価回路	57
3. 7. 2. 等価回路網における $N_1$ 、 $N_2$ の回路定数の測定とその回路構成	58
3. 7. 3. ブリッジの総合特性	63

第4章	同軸ハイブリッドリング	66
4.1.	緒言	66
4.2.	同軸ハイブリッドリングの等価回路	66
4.3.	同軸ハイブリッドリングをブリッジとして使用した場合の整合帯域特性	68
4.4.	同軸ハイブリッドリングの共扼特性	75
4.5.	ブリッジフィルタとして用いた場合の帯域特性	77
第5章	スリット結合同軸方向性結合器	82
5.1.	緒言	82
5.2.	機械的構造	82
5.3.	解析並びに設計式の誘導	82
5.3.1.	スリット結合同軸方向性結合器の等価回路網の誘導	82
5.3.2.	方向性を有する為の条件	87
5.3.3.	結合度の計算	88
5.3.4.	主伝送線路の整合条件	92
5.4.	設計方法	93
5.4.1.	設計方法	93
5.4.2.	実際例	94
5.5.	実験結果と理論値との比較	95
第6章	同軸エルボの定在波比のTchebyscheff近似	99
6.1.	緒言	99
6.2.	同軸エルボの回路定数測定	99
6.3.	等価回路網の構成	103
6.4.	Tchebyscheff近似をする為の補正回路の設計	107
6.5.	定在波比1.01の同軸エルボの設計と実験結果	110
第7章	クライストロン入力回路の広帯域整合	112
7.1.	緒言	112
7.2.	クライストロン入力回路の等価回路網とその測定値	113
7.3.	広帯域化の諸形式	114
7.3.1.	ブリッジ回路を用いる方法	115
7.3.2.	純リアクタンス回路を用いた場合の整合帯域	117
7.3.3.	定抵抗回路網を用いる方法	120

7. 4. 定抵抗回路網による広帯域化 .....	121
7. 4. 1. 補正回路網の設計 .....	121
7. 4. 2. 実際の回路形式 .....	122
7. 4. 3. 補正回路の調整法 .....	126
7. 4. 4. 実験結果 .....	129
第 8 章 結 言 .....	131
第 9 章 本研究による成果 .....	132
謝 辞 .....	136
参 考 文 献 .....	137
附 録 1. 二端子対回路定数の S 曲線法による測定法 .....	142
附 録 2. 三端子対回路定数を S 曲線法により測定する場合用いる式 の誘導 .....	151
附 録 3. 対称共軛回路網の等価回路 .....	155
附 録 4. 分割同軸形ブリッジの波動抵抗の計算 .....	163
附 録 5. 分割同軸形ブリッジ内部に浮遊容量、漏洩インダクタンス がある場合の映像入力インピーダンスの計算 .....	174
附 録 6. スリット結合方向性結合器のスリット部分に於る波動抵抗 の算出法 .....	177

## 内 容 梗 概

現在 V H F 帯において送信機の出力電波をアンテナに給電する場合、或いは送信機の並列運転を行う場合更に定入カインピーダンスろ波器を作る場合等に同軸ブリッジが用いられている。最近 U H F 帯に於る大電力送信機器が要請される様になりこれに伴つて従来用いられていた同軸ブリッジも U H F 帯で大電力に使用出来るものが必要になつた。大電力になる為同軸の径が大となり、更に周波数帯が高くなる為、ブリッジの分岐部分に於る高次姿態の影響が問題になつて来た。

更にテレビ送信機の場合は勿論、今後アンテナへの二重給電方式等の要望も考えられる事から、これに用いる同軸ブリッジの広帯域化が要求されて来た。

又ブリッジを空中線への給電に用いる場合、空中線での相互干渉の影響を少なくする為と、ブリッジダイプレクサーに使用した場合、音声送信機と映像送信機の相互の干渉を少なくする為にはブリッジ共扼端子間に於る漏洩量は広帯域にわたつて極めて少なくしなければならない。

これ等に関する研究が未だなされていないのでこの研究も必要となる。

以上の如き要求からブリッジの帯域及びその広帯域化<sup>(4)</sup>、共扼端子間の漏洩量<sup>(5)</sup>、更に分岐部分の浮遊リアクタンスの影響を主な対象として現在主として用いられている二種類の同軸ブリッジにつき研究を行つた。

尚ブリッジは方向性結合器の特別な場合であるのでブリッジで取り扱つた方法をスリット結合方向性結合器に適用して解析を行つた<sup>(6)</sup>。その結果分布結合の行われている部分だけ主伝送同軸の波動抵抗を変える事により従来の方向性結合器よりもすぐれた特性をうる事を明かにした。

次にブリッジを使用する場合、その負荷回路の整合条件は非常に大切であり、特にテレビ送信機の場合には、帯域と同時に高度の定在波比が必要である。従つてブリッジの負荷として最も多く使用される次の二つの回路についての整合の研究を行つた。

先づ第一に最も多く使用されるのは  $\pi$  エルボーであり、従つてこれを U H F 帯域まで定在波比を Tchebyscheff 特性でよくする事を行つた。<sup>(7)</sup>

第二に大電力 U H F 送信機に於るクライストロンの励振段には高い Q の空洞共振器がある為、入力整合帯域が非常に狭い。従つてテレビ送信機の場合、これがブリッジ型ろ波器の負荷となり、映像特性を甚だしく損う為、これを広帯域化する事を行つた。

尚以上の様な回路の分岐部分の等価回路網を求める際従来四端子定数の測定に用いられていた S 曲線法を更に三端子対、四端子対回路に拡張し、これらの S 曲線から測定する方法

をも考えた。(8)

さて第1章では解析及び測定方法に用いた基礎的事項をのべている。先ず回路の中で多線路TEM姿態で出来ている部分は各々独立したTEM姿態の線路に分解し、線路の接続点に於ては理想変圧器群よりなる回路にて接続し、等価回路を作る。又線路の分岐部分等の様に高次姿態が発生する事により等価的に生ずるリアクタンス素子はS曲線法により測定し、この測定値からその部分の等価回路網を作った。この様にして出来上った等価回路網を基礎にしてブリッジ回路の諸性質、或いはこれに附属する回路の広帯域化を行つた。

第2章では第1章にのべたS曲線法による測定方法について詳細に論じた。従来使用されている二端子対の測定に利用されているS曲線法を、分岐部分の様に三端子対及び四端子対回路の場合にも拡張して測定出来る事をのべている。その為に先ず三端子対及び四端子対回路を理想変圧器と二端子対回路とで構成出来る事をのべ、次にこれらの構成回路定数を、数回のS曲線法により測定しうる事をのべた。

第3章では同軸ブリッジの中、分割同軸形ブリッジについて解析し、その帯域特性、共軛端子間における漏洩量、及び浮遊リアクタンスの影響についてのべている。

先ずブリッジの共軛端子間における漏洩量はスリットの間隔による事を定量的に示した。又ブリッジの入力帯域特性を制限する理由はスリットの部分のインピーダンス及び、音声端子に並列に入る $\frac{\lambda}{4}$ 短絡インピーダンスによる事を示し、これ等の影響は整合変成器を一箇附加し、最適な設計を行う事により、Wagner特性で広帯域化しうる事をのべた。次に浮遊リアクタンスの影響が如何に整合特性に影響するかを論じ、実際の回路については、第2章のS曲線法を用いて測定した結果をのべている。

第4章では同軸ハイブリッドリングの場合につきのべている。この場合は分割同軸形ブリッジに比し、帯域は狭いが、ブリッジフィルターとして使用する場合には、使用するハイブリッドリング間の電気長(フィルターの位相も含めて)を $n\pi$ にする事によりWagner特性で広帯域化しうる事をのべ、実験結果と共に示した。

第5章に於ては、スリット結合方向特性結合器の解析とその実験結果とについてのべている。先ずスリット結合方向性結合器の等価回路網を求め、これにより、その結合度及び整合の条件を論じた。尚分布結合部分の主同軸線路の内部導体の太さを太くする事により完全に整合をとりうる事をのべ、これにより、従来のものよりも優れた整合特性と、大きい方向性を取り得る事が出来た。

第6章に於ては負荷回路の一つとして同軸エルボーの定在波比をTchebyscheff特性とした場合どの程度広帯域化しうるかという事をのべた。この際エルボーの内部導体の太

さには最適値が存在する事をのべ更にこの最適値にした場合、通過帯域内の最大定在波比と遮断周波数との関係を求め、実際に試作したものにつき比較した。

第7章にてはクライストロン入力回路の広帯域化についてのべている。先ず整合回路のいろいろの形式につきのべそれぞれの場合につき特徴を論じた。我々の場合は、純リアクタンス回路を入れて広帯域化した場合の限界帯域巾を求めた結果、これではテレビ信号を扱う送信機器としては不適當であるとの結論を得、従つて損失のある回路を用いて定抵抗回路網として取扱つた。

第8章においては本論文に於て明かにする事の出来たブリッジの漏洩量及びその整合帯域巾、更に分岐部分の浮遊リアクタンスの問題を、設計に取り入れる事により、UHF大電力用ブリッジとしての特性を向上し得たという事と、更に本論文にのべられた分岐部分に於る新しい測定方法と回路網的取扱いにより、今後UHF帯回路の諸特性を明かに出来るであろうという結論をのべている。

第9章に於ては本研究の成果をまとめて書いている。



## 第1章 解析及び測定に用いた基礎的事項

### 1.1 緒 言

一般にUHF帯で用いられている同軸回路は、並行多線路からなるTEM姿態の部分と、それらの導体が接続されている分岐部分とからなっている。

これらの回路を解析する場合、先ず並行多線路の部分はお互いに独立した姿態に分解して解析出来る。こうした場合分岐部分が前記の独立TEM姿態のみでつながっていると仮定した場合には、理想変圧器群からなる等価回路網で表わされる。然し一般に分岐部分には独立TEM姿態以外の高次姿態が存在し、従つて理想変圧器のみでは表わされず、浮遊リアクタンスが存在する。この分布リアクタンスの値は従来四端子定数測定に用いられていたS曲線法を拡張して測定を行つた。

以上の様な手段によつて回路の等価回路網を作成し、これに基いて解析を行つた。

又こうして求つた回路の特性の中、帯域特性をよりよく改善する為には、以上の等価回路網を基礎にして広帯域化の回路を合成する事を行つた。

本章に於ては、上記のTEM姿態の独立姿態による分解及びその等価回路網の求め方、及び分岐部分の浮遊リアクタンスの測定法をのべている。

### 1.2 多線路TEM姿態の解析並びに等価回路網の誘導

今地気に対して $n$ 箇の並行線路があるとし、 $j$ 番目の線路の地気に対する電圧及び電流を夫々 $v_j$ 、 $i_j$ とする。これらの電圧電流を夫々進行波、反射波に分解し、 $v_j^+$ 、 $v_j^-$ 、 $i_j^+$ 、 $i_j^-$ とする。即ち

$$\left. \begin{aligned} v &= v^+ e^{-jkz} + v^- e^{jkz} \\ i &= i^+ e^{-jkz} + i^- e^{jkz} \\ v &= \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \vdots \\ v_m \end{bmatrix} \quad v^\pm = \begin{bmatrix} v_1^\pm \\ v_2^\pm \\ \vdots \\ v_n^\pm \end{bmatrix} \quad i = \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_m \end{bmatrix} \quad i^\pm = \begin{bmatrix} i_1^\pm \\ i_2^\pm \\ \vdots \\ i_n^\pm \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

但  $\left\{ \begin{array}{l} z \text{ は線路の基準点より波の進行方向への距離を示す。} \\ k \text{ は位相定数を示す。} \end{array} \right.$

となる。しかるにこの場合、電圧と電流との間には

$$i = y_0 (v^+ e^{-jkz} - v^- e^{jkz}) \quad (1.2)$$

の関係で結ばれる  $n$  行  $n$  列の行列  $y_0$  が存在し、之は線路の幾何学的配置により定まる。<sup>(9)</sup>

一般に線路間の結合がある為、 $y_0$  は対角行列ではないのでこれを対角化する様に他の独立状態に分解する。さて、 $n$  個の線路の電圧電流は任意の  $n$  個の電圧電流  $V_1 V_2 \cdots V_n I_1 I_2 \cdots I_n$  の線型結合で表現出来るから

$$\begin{aligned} v &= T_v V & V &= \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_n \end{bmatrix} & I &= \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} \\ i &= T_i I \end{aligned} \quad (1.3)$$

(1.3) 式の様に表わしうる。しかるに  $V, I$  がもとの  $v, i$  の示す回路と等価である為には Power invariant の条件が必要であり、

$$\tilde{i}^* v = \tilde{I}^* \tilde{T}_I^* T_v V \quad \therefore T_I = \tilde{T}_v^{*-1} \quad \left[ \begin{array}{l} * \text{ 共軛を示す。} \\ \sim \text{ 転置行列を示す。} \end{array} \right] \quad (1.4)$$

(1.4) 式の関係が存在する。これらの式を (1.2) に代入すると

$$T_i (I^+ e^{-jkz} + I^- e^{jkz}) = y_0 T_v V^+ e^{-jkz} - y_0 T_v V^- e^{jkz}$$

$$\therefore I^+ = T_i^{-1} y_0 T_v V^+ = \tilde{T}_v^* y_0 T_v V^+$$

$$I^- = -T_i^{-1} y_0 T_v V^- = -\tilde{T}_v^* y_0 T_v V^-$$

$$\therefore I = Y_0 (V^+ e^{-jkz} - V^- e^{jkz})$$

$$Y_0 = \tilde{T}_v^* y_0 T_v \quad \text{-----} \quad (1.5)$$

(1.5) 式をうる。

今(1.5)式において $Y_0$ が対角行列であるならば各電流はその線路のみの電圧の函数となり、従つて各々別々の線路に分解することが出来る。しかるに一般に $Y_0$ は正値エルミート行列であるから適当な実行列により必ず正の対角要素を持つ所の対角行列に変換する事が出来る。<sup>(10)</sup>

この様にして一つの分岐部分に入ってくる多数の独立した線路が出来る。今高次姿態を考えない場合にはその分岐部分における線路の接合点(節)だけを考えればよい。

今接合点の数を $m$ 箇とし、この点に於てキルヒホッフの法則を適用すると(1.6)式、(1.7)式をうる。

$$\left. \begin{aligned} k_{11} \dot{I}_1 + k_{12} \dot{I}_2 + \dots + k_{1m} \dot{I}_m &= 0 \\ k_{21} \dot{I}_1 + k_{22} \dot{I}_2 + \dots + k_{2m} \dot{I}_m &= 0 \\ \vdots \\ k_{m1} \dot{I}_1 + k_{m2} \dot{I}_2 + \dots + k_{mn} \dot{I}_n &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

[ $k_{ij}$ ] = +1, -1, 0 の何れかの値をとる。]

$$V_1 \dot{I}_1 + V_2 \dot{I}_2 + \dots + V_m \dot{I}_m = 0 \quad (1.7)$$

さて、(1.6)式は各々独立である為、係数の行列の階数は $m$ である。従つて $m$ 行 $m$ 列の特異でない行列が必ず一つある。今この行列は $k_{ij}$  ( $i, j=1, 2, \dots, m$ ) のものであつたとする。この仮定は決して一般性を失わない。(∵ この様に列を入れかえて並べかえた後  $i_1, i_2, \dots$  の符号を対応させればよい。) 故に  $i_1, i_2, \dots, i_m$  は  $i_{m+1}, i_{m+2}, \dots, i_n$  の一次結合により表わされ、これを(1.8)式で示す。

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 &= m_{11} \dot{I}_{m+1} + m_{12} \dot{I}_{m+2} + \dots + m_{1, n-m} \dot{I}_n \\ \dot{I}_2 &= m_{21} \dot{I}_{m+1} + m_{22} \dot{I}_{m+2} + \dots + m_{2, n-m} \dot{I}_n \\ \vdots \\ \dot{I}_m &= m_{m1} \dot{I}_{m+1} + m_{m2} \dot{I}_{m+2} + \dots + m_{m, n-m} \dot{I}_n \end{aligned} \right\} \quad (1.8)$$

これを(1.7)式に代入すると

$$\begin{aligned}
 & (m_{11} V_1 + m_{21} V_2 + \dots + m_{m1} V_m + V_{m+1}) i_{m+1} \\
 & + (m_{12} V_1 + m_{22} V_2 + \dots + m_{m2} V_m + V_{m+2}) i_{m+2} \\
 & \vdots \\
 & + (m_{1,n-m} V_1 + m_{2,n-m} V_2 + \dots + m_{m,n-m} V_m + V_n) i_n = 0
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} & (m_{11} V_1 + m_{21} V_2 + \dots + m_{m1} V_m + V_{m+1}) i_{m+1} \\ & + (m_{12} V_1 + m_{22} V_2 + \dots + m_{m2} V_m + V_{m+2}) i_{m+2} \\ & \vdots \\ & + (m_{1,n-m} V_1 + m_{2,n-m} V_2 + \dots + m_{m,n-m} V_m + V_n) i_n = 0 \end{aligned}} \right\} (1.9)$$

(1.9)式をうる。故に(1.9)式において、 $i_{m+1}, i_{m+2}, \dots, i_n$ の零ならざる任意の値に対してこれが成立する為には

$$\begin{aligned}
 & m_{11} V_1 + m_{21} V_2 + \dots + m_{m1} V_m + V_{m+1} = 0 \\
 & m_{12} V_1 + m_{22} V_2 + \dots + m_{m2} V_m + V_{m+2} = 0 \\
 & \vdots \\
 & m_{1,n-m} V_1 + m_{2,n-m} V_2 + \dots + m_{m,n-m} V_m + V_n = 0
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} & m_{11} V_1 + m_{21} V_2 + \dots + m_{m1} V_m + V_{m+1} = 0 \\ & m_{12} V_1 + m_{22} V_2 + \dots + m_{m2} V_m + V_{m+2} = 0 \\ & \vdots \\ & m_{1,n-m} V_1 + m_{2,n-m} V_2 + \dots + m_{m,n-m} V_m + V_n = 0 \end{aligned}} \right\} (1.10)$$

が必要条件となる。しかるに(1.10)式の $V$ の係数による行列は $(n-m)$ 行 $(n-m)$ 列の単位行列を含む為、階数は $n-m$ となり従つて(1.10)式の $n-m$ 箇の式は独立である。今(1.3)式の線型変換を(1.10)式に代入すると $V_1, V_2, \dots, V_n$ の一次の同次方程式が $n-m$ 箇出来、これ等は独立であるから $V_1, V_2, \dots, V_m$ は $V_{m+1}, V_{m+2}, \dots, V_n$ までの項で表わされ従つて、これらの回路は理想変圧器だけで表現する事が出来る。又(1.8)式において(1.3)式の電流の線型変換をほどこすと $I_1, I_2, \dots, I_n$ の独立した一次同次方程式が $m$ 箇出来る。故にこの事から、独立した電流の条件が $m$ 箇ある事は、これに伴つて電圧の独立した条件が $n-m$ 箇ある事を示す。故に実際に回路を組み立てる場合、これらの条件の中、何れか一方を考慮しつつ組立てると充分である事がわかる。

### 1.3. S曲線法による回路定数の測定と等価回路の構成<sup>(8)</sup>

上記は分岐部分における浮遊リアクタンスを考慮せずに行つた等価回路であるが実際には高次姿態により等価的に入る浮遊リアクタンスがあり、二端子対の場合には従来用いていたS曲線法を用いた。又三端子対及び四端子対回路の場合には同時に三つの伝送線路を

短絡する方法を用いた数箇の S 曲線から回路の定数を計算する方法を行つた。詳細は第 2 章でのべる事にする。

この様な回路定数の測定を色々周波数を変えて行ふ。次にこれらの回路定数になるべく広範囲の周波数帯域にわたつて満足する様な等価回路網を作る。

さてこの等価回路網を作る際には、二端子対は勿論、三端子対及び四端子対回路の場合にも、理想変圧器と二端子対回路により構成した回路を作つてあるので、何れの場合にも二端子対回路の等価回路の合成問題に帰着した。

## 第 2 章 S 曲線法による三端子対及び四端子回路定数の測定<sup>(8)</sup>

### 2.1 緒 言

ブリッジその他分岐部分における高次姿態による等価浮遊リアクタンスは従来の S 曲線法を拡張して測定する事を行つた。その測定方法を本章に於てのべる。さて従来超波デシメートル波に於る純リアクタンス四端子定数の測定には屢々 S 曲線法が用いられており、<sup>(11)(12)(13)</sup>尚最近<sup>(14)(15)(16)</sup>は損失のある四端子定数の測定にまで適用されている。

更に又同時に数箇の姿態を伝送する導波管回路定数を測定する場合にも拡張されている。<sup>(17)</sup>

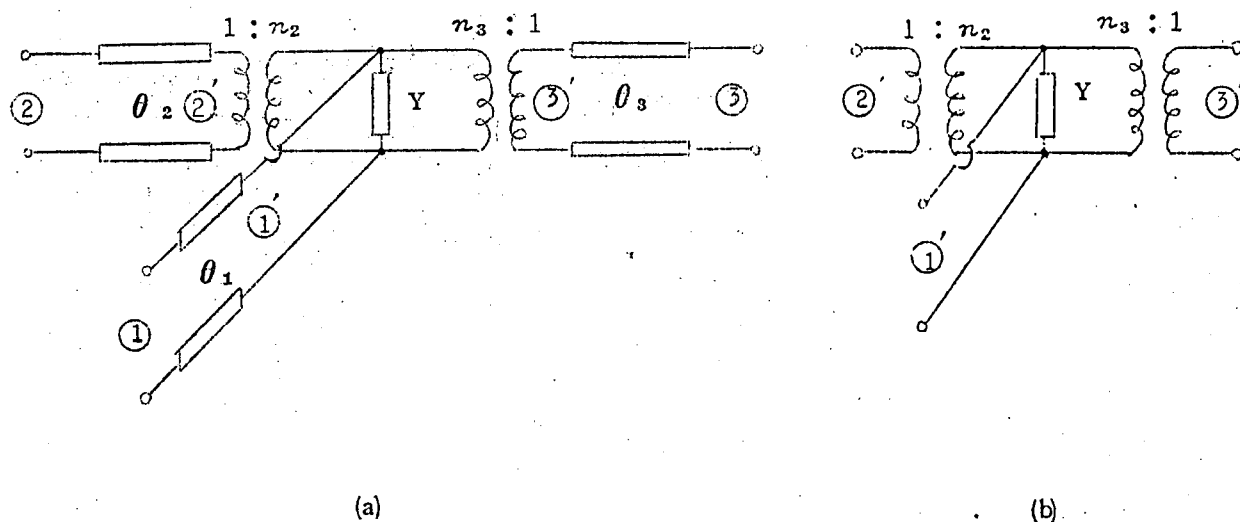
本章に於てはブリッジに含まれている分岐部分等を構成する所の純リアクタンス三端子対回路及び四端子対回路の回路定数を測定するのに S 曲線法を拡張して求める事を行つた。従来は多端子対回路定数を求める際二端子対を残す以外の端子に既知の純リアクタンスを接続してもとの多端子対を二端子対と化し、これを S 曲線法にて測定し、各端子にこれを繰返して求めていた。<sup>(12)</sup>

この方法では附加される既知のリアクタンスは少くとも S 曲線による精度以上のものが必要であると云う難点がある。又三端子対及び四端子対の場合には各端子を座標軸にした多次元曲面を作り、その性質から回路定数を求める方法も論じられている。<sup>(18)</sup> 筆者は測定を簡単にし、精度を上げる為 S 曲線法のみにより回路定数を求める方法を論じた。

先ず純リアクタンス三端子対及び四端子対回路の等価回路を理想変圧器と二端子対以下の回路により構成した後、これ等の構成定数を数回の S 曲線法により求める方法を取つた。本方法は分岐部分等に於る浮遊定数の測定に便利であると同時に、特に方向性結合器型四端子対の時には、純リアクタンス二端子対が各端子に分離された形の等価回路で求められている為、各端子の整合に便利である。尚回路が対称である場合には唯一回の S 曲線測定により求めうる点が便利である。この対称回路の場合の測定方法は、超短波ブリッジの分岐部分における測定に便利である。

以下三端子対及び四端子対の場合につきのべているが、二端子対の場合の S 曲線法については附録 1 において詳細にのべておいたので参照されたい。

## 2.2 s 曲線による三端子対回路素子の測定



第 2.1 図 三端子対の等価回路

三端子対回路網は第 2.1 図(a)の如く表わされ、基準面を適当に選ぶと同図(b)の如くなる。<sup>(19)</sup>  
 先ず基準面を求めた後同図の  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $Y$  を求めればよい。

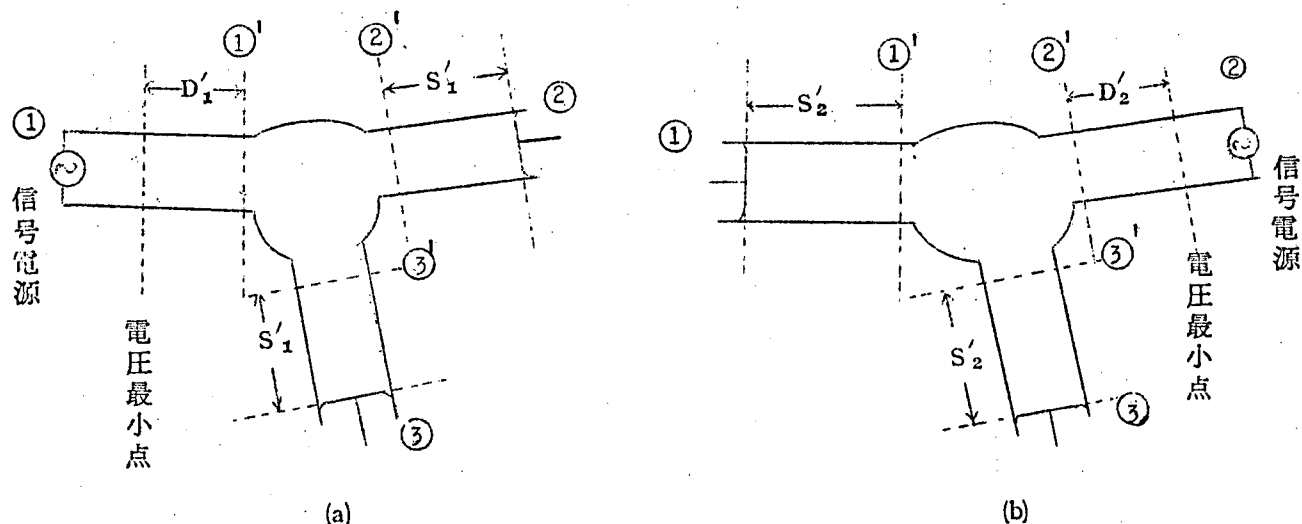
### 2.2.1 基準面の決定

端子②に信号を入れ線路①についた短絡板を伝送線路に沿って動かし、線路③に信号が現れなくなつた時の短絡板の位置が線路①に於る基準面①'である。同様にして線路②③の基準面も測定しうる。之等①'②'③'と端子①②③の距離から第 2.1 図(a)の  $\theta_1$   $\theta_2$   $\theta_3$  が求まる。

### 2.2.2 理想変圧器の変圧比 $n_2$ $n_3$ 並びに並列アドミッタンス $Y$ の決定

測定は次の二通りの測定を行う。即ち、

〔測定 1〕



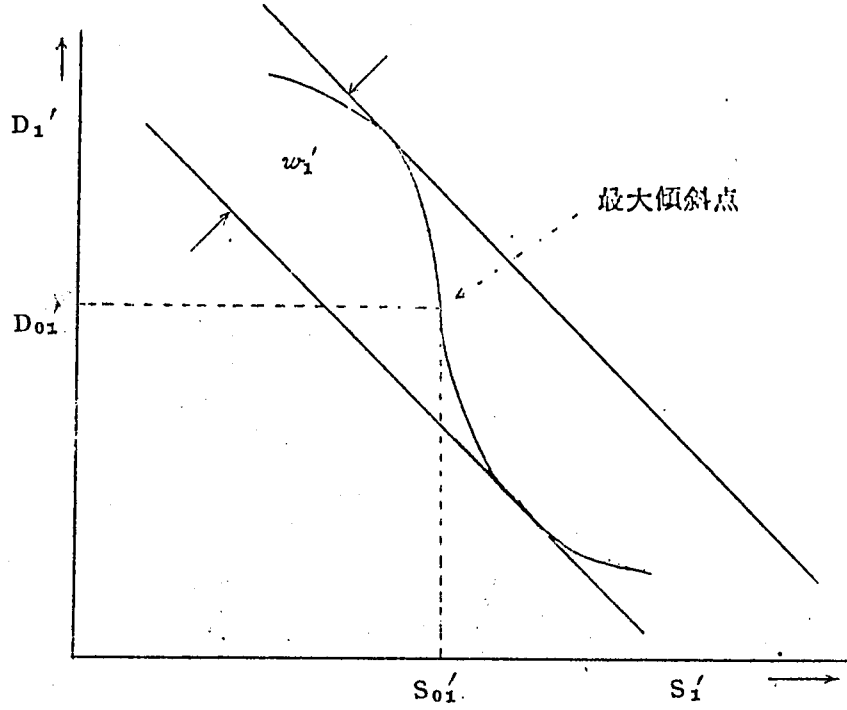
第 2.2 図 三端子対における S 曲線測定図

第 2.2 図(a)に示す様に線路①に信号を入れ、伝送線路②③を基準面②'③'より同じ電気角  $2\pi S'_1$  の距離にて同時に短絡し、この場合の伝送線路①に於る電圧の節点を①'より測定し、この電気角を  $2\pi D'_1$  とする。 $D'_1$  を縦軸に、 $S'_1$  を横軸にとり  $S'_1$  を変化した場合の  $D'_1$  の模様を画くと第 2.3 図の如き S 曲線となる。

之の図に於て最大傾斜点  $D'_{01}$   $S'_{01}$  及び S 曲線のうねりの巾  $w'_1$  から (2.2) 式により計算される  $r_1$  を用いると第 2.1 図(b)の回路定数は回路の共振条件から (2.1) 式の関係で表わすことが出来る。(式の誘導に関しては附録 2 参照)

尚  $D'_1$   $S'_1$  は管内波長で基準化した値である。





第 2.3 図 S 曲線を示す図

$$\left. \begin{aligned} BW_1 &= \frac{\left(\frac{1}{\delta_1} - \delta_1\right) \tan 2\pi D_{01}}{\delta_1 + \frac{1}{\delta_1} \tan^2 2\pi D_{01}} \\ \frac{W_1}{n_2^2 W_2} + \frac{W_1}{n_3^2 W_3} &= - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{01}}{\delta_1 + \frac{1}{\delta_1} \tan^2 2\pi D_{01}} = A_1 \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

〔但  $Y=jB$ 〕

(2.1) 式にて  $W_1$   $W_2$   $W_3$  は線路①②③の波動抵抗であり、(導波管の場合は電力条件を満足させる適当な値を選ぶ事が出来る。)  $r_1$  は (2.2) 式により計算される。<sup>(13)</sup>  
 尚この  $r_1$  の値は最大傾斜点に於る微係数を示している。(附録 I 参照)

$$\delta_1 = -\cot^2 2\pi \left( \frac{1}{\delta} - \frac{\sqrt{2} w'}{4} \right) \quad (2.2)$$

〔測定 2〕

第2.2図(b)に示す様に線路②に信号を入れ、線路①と③とを基準面①③より同じ電気角  $2\pi S_2'$  の距離にて同時に短絡し、その時伝送線路②に於る電圧の節点を基準面②より電源側に測定して、この電気角を  $2\pi D_2'$  とする。  $D_2'$  と  $S_2'$  によりS曲線を画くと前と同様  $D_{02}$   $S_{02}$   $r_2$  を用いて(2.3)式の関係式をうる。(式の誘導に関しては附録2参照)こゝで  $D_2'$   $S_2'$  も管内波長で規準化した値を示す。

$$\left. \begin{aligned} n_2^2 W_2 B &= \frac{\left(\frac{1}{\delta_2} - \delta_2\right) \tan 2\pi D_{02}'}{\delta_2 + \frac{1}{\delta_2} \tan^2 2\pi D_{02}'} \\ \frac{n_2^2 W_2}{n_3^2 W_3} + \frac{n_2^2 W_2}{W_1} &= - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{02}'}{\delta_2 + \frac{1}{\delta_2} \tan^2 2\pi D_{02}'} = A_2' \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

(2.1) 式と (2.3) 式とより

$$\left. \begin{aligned} B W_1 &= \frac{\left(\frac{1}{\delta_1} - \delta_1\right) \tan 2\pi D_{01}'}{\delta_1 + \frac{1}{\delta_1} \tan^2 2\pi D_{01}'} \\ n_2^2 &= \frac{A_2 + 1}{A_1 + 1} \frac{W_1}{W_2} \\ n_3^2 &= \frac{A_2 + 1}{A_1 A_2 - 1} \frac{W_1}{W_3} \\ A_1 &= - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'}{\delta_1 + \frac{1}{\delta_1} \tan^2 2\pi D_{01}'} \\ A_2 &= - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{02}'}{\delta_2 + \frac{1}{\delta_2} \tan^2 2\pi D_{02}'} \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

となる。即ち測定 1, 2 から求められる値  $r_1, r_2, D_{01}, D_{02}$  を用いて (2.4) 式により三端子対の等価回路定数を計算する事が出来る。

次に対称三端子対の場合には  $n_2 = n_3$  となる故、測定 1 のみで (2.1) 式により直ちに  $B, n_2$  が求まる。

## 2.3. S 曲線による四端子対回路素子の測定

### 2.3.1. 理想変圧器と四端子網による四端子対回路の等価回路網の構成

純リアクタンス四端子対回路は、方向性結合器に変形しうる場合と、変形し得ない場合の二通りにわけうる事が知られている。<sup>(20)</sup> ここで前者は、三巻線変成器と各線路に附随した三箇の四端子網により表現出来、後者は二箇の理想変圧器及び補助線路と、一箇の四端子網により表現出来る事をのべしかる後之等の変圧器の変成比並びに四端子網の定数が S 曲線法により容易に求めうる事をのべる。

#### (a) 方向性結合器に変形しうる場合

この場合の四端子対の端子を夫々端子①②③④とする。今端子②③④に夫々適当な補助線路  $\theta_2, \theta_3, \theta_4$  と理想変圧器を附加し、この点を端子②'③'④'とすれば、端子①②'③'④'からなる四端子対に次の二つの性質をもたせる事が出来る。<sup>(20)</sup> 即ち各端子を線路の波動抵抗で終端した場合

i 端子①に入つた信号は端子③'に現れず、且入力端子①は整合している。

ii 端子③'に入つた信号は端子①に現れず且入力端子③'は整合している。

この二つの条件と更にユニタリーの条件を用いるならば①②'③'④'内部の回路の S 行列は (2.5) 式の如くなる。

$$S = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & 0 & S_{14} \\ S_{12} & 0 & S_{23} & 0 \\ 0 & S_{23} & 0 & S_{34} \\ S_{14} & 0 & S_{34} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

ここに  $S_{ij}$  は一般に複素数である。今端子②'③'④'の外部に更に適当な電気長  $\theta'_2, \theta'_3, \theta'_4$  の補助線路を附加し、その点を夫々端子②''③''④''とすると、端子①②''③''④''からなる回路の S 行列は

$$S = \begin{bmatrix} 0 & |S_{12}| & 0 & -|S_{14}| \\ |S_{12}| & 0 & |S_{14}| & 0 \\ 0 & |S_{14}| & 0 & |S_{12}| \\ -|S_{14}| & 0 & |S_{12}| & 0 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

(2.6) 式の如く実行列化する事が出来る。(2.6) 式の順序を変更すると

$$\begin{bmatrix} b_2 \\ b_4 \\ b_1 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & |S_{12}| & |S_{14}| \\ 0 & 0 & -|S_{14}| & |S_{12}| \\ |S_{12}| & -|S_{14}| & 0 & 0 \\ |S_{14}| & |S_{12}| & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ a_4 \\ a_1 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \tilde{N} \\ N & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ a_4 \\ a_1 \\ a_3 \end{bmatrix}$$

$$N = \begin{bmatrix} |S_{12}| & -|S_{14}| \\ |S_{14}| & |S_{12}| \end{bmatrix} \quad \tilde{N} = \begin{bmatrix} |S_{12}| & |S_{14}| \\ -|S_{14}| & |S_{12}| \end{bmatrix}$$

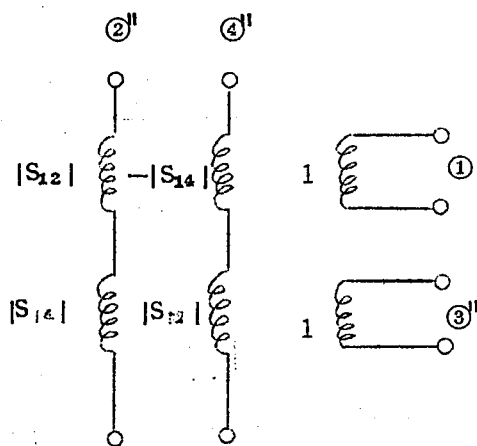
a、b は夫々進行波  
反射波を示す。  
~ は転置行列を示す。

となる。一般にこの様な S 行列をもつ回路の各端子の電圧を夫々  $v_1, v_2, v_3, v_4$  とすると  
(2.1)  
と次式を満足している。

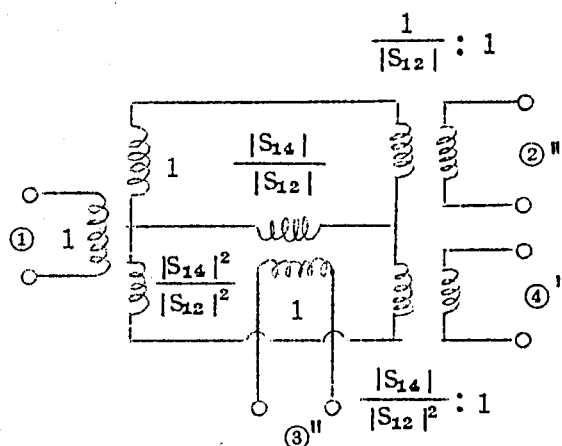
即ち

$$\begin{bmatrix} v_2 \\ v_4 \end{bmatrix} = [\tilde{N}] \begin{bmatrix} v_1 \\ v_3 \end{bmatrix}$$

となりこの回路網は第 2.4 図の如く表されこれは容易に第 2.5 図の如く変換しうる。



第2.4図 第2.6図を誘導する過程  
の説明図



第2.5図 第2.4図の等価回路

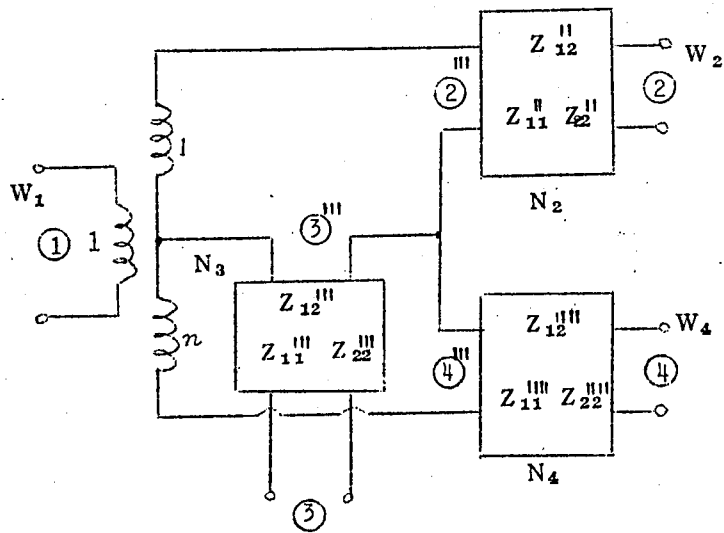
しかるに第2.5図の回路は線路②③④に各々2箇の補助線路と理想変圧器を取付けたものであるから最初に与えられた四端子対回路は第2.6図(a)となる。

以上は一般的な場合であるが回路が①と③端子に関して対称型である場合には第2.6図(a)に於る  $N_2$ 、 $N_4$  は等しくなり且  $n=1$  となる。この場合は  $N_2$  を端子①と③に移行して第2.6図(b)の如くなる事が容易に証明出来る。(附録3参照)

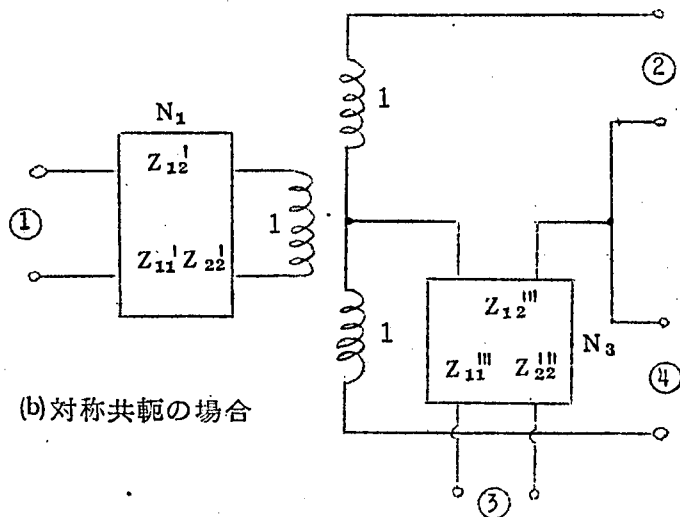
尚この場合の等価回路網は一点の周波数のみでなくてあらゆる周波数帯にわたって満足する所の四端子回路  $N_1$   $N_3$  が実存する事が証明出来る。(附録3参照)

(b) 方向性結合器に変形し得ない場合

この場合は三端子対の縦続接続となるから、<sup>(20)</sup> 第2.1図(a)を用いる事により第2.7図の如くなる事がわかる。

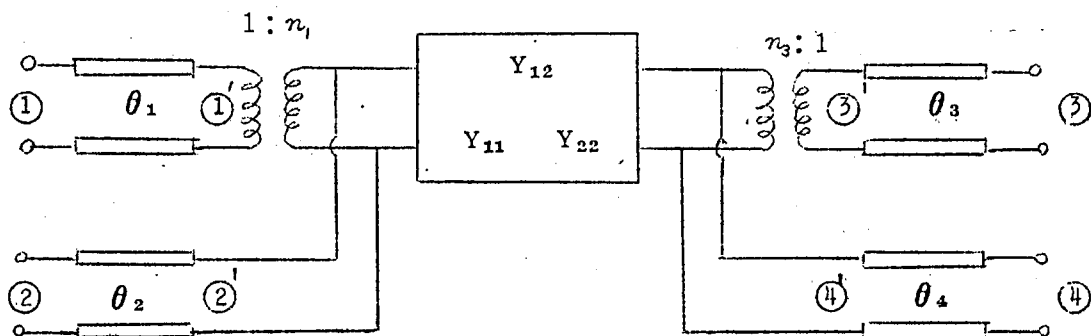


(a) 一般の場合



(b) 対称共軛の場合

第 2.6 図 四端子対回路の等価回路  
(方向性結合器となりうる場合)



第 2.7 図 四端子対回路の等価回路網  
(三端子対回路の縦続接続の場合)

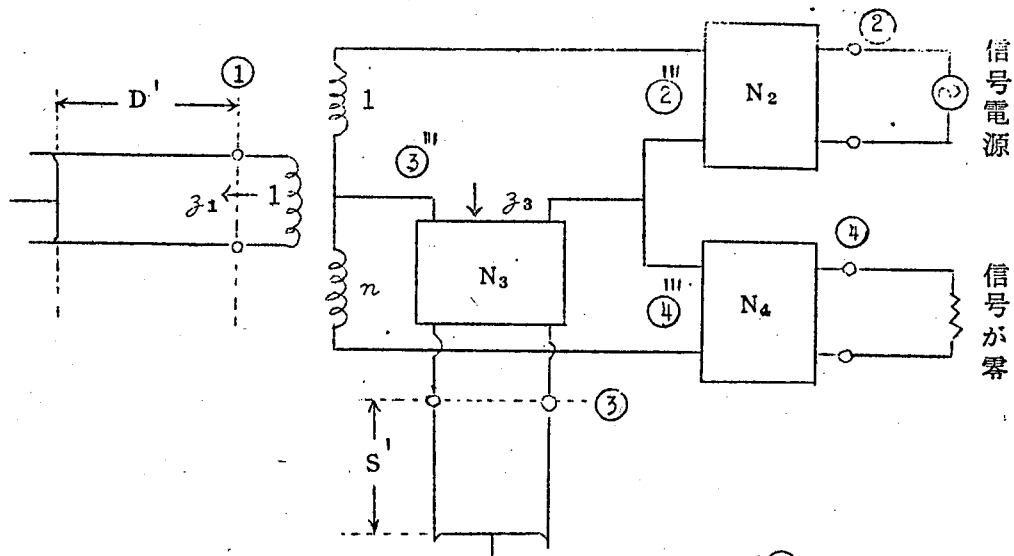
### 2.3.2 S 曲線による四端子対回路素子の測定

#### (a) 方向性結合器に変形しうる回路の場合

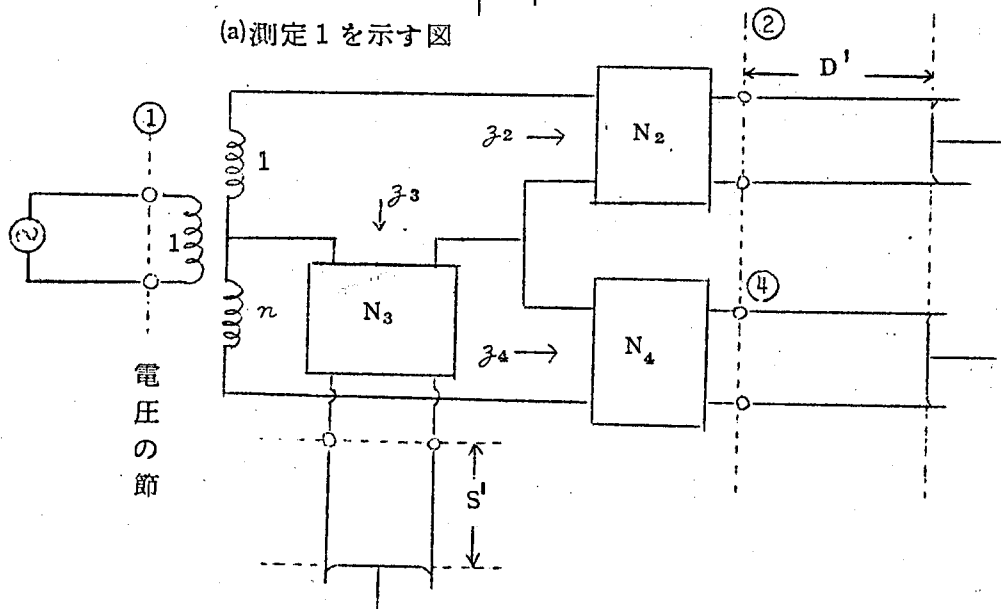
第 2.6 図(a)の等価回路網の回路素子を S 曲線法の拡張により測定する事をのべる。これには第 2.8 図に示す四つの測定を行う。但し第 2.6 図(b)の様に回路が対称の場合には後述の如く、一回の測定により求まる。

[ 測 定 1 ] (第 2.8 図(a)参照)

第 2.6 図(a)の端子②に信号を入れて端子④に信号が現れない様に伝送線路①③を短絡する。この場合端子①③より短絡位置までの電気長を夫々  $2\pi D'$ 、 $2\pi S'$  とすると  $D'$  と  $S'$  と



(a)測定 1 を示す図



(b)測定 4 を示す図

第 2.8 図 方向性結合器型四端子対回路定数を S 曲線により求める方法を示す図

は(4)に信号が出ないためには一方が伸びれば他方も伸びる関係にある。之は二端子対の場合のS曲線とは丁度傾斜が逆であるS曲線となる。以下これを説明するとまず第2.8図(a)に於て、端子①及び③より回路の外側を見たインピーダンスを $Z_1$   $Z_3$  で表せば、 $n Z_1 = Z_3$  の関係がある。故に各四端子網の定数をこれに代入すると

$$\left. \begin{aligned} -jW_1 \tan 2\pi (-D') &= \frac{Z_{22}'''}{n} - \frac{\frac{Z_{12}''^2}{n}}{Z_{11}'' + jW_3 \tan 2\pi S'} \\ \text{但} \quad D' &= \frac{D}{\lambda_{g1}} \quad S' = \frac{S}{\lambda_{g3}} \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

(2.7) 式をうる。然るに  $Z_{11}$   $Z_{22}$   $Z_{12}$  なるZ行列要素をもつ四端子のS曲線の場合には

$$\left. \begin{aligned} -jW_1 \tan 2\pi D' &= Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + jW_2 \tan 2\pi S'} \\ \text{但} \quad D' &= \frac{D}{\lambda_{g1}} \quad S' = \frac{S}{\lambda_{g2}} \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

の関係があるから(2.7) (2.8) 両式の $D'$ の項の符号が反対である事により、測定1により得られる $D'$ と $S'$ は、従来の四端子網の時得られたS線と傾斜の符号が逆であるS曲線を描く事が了解出来る。しかるに(2.8)式に於て(2.9)式に示す変数変換を行えば、 $\tan 2\pi (D' - D'_0) = r \tan 2\pi (S' - S'_0)$  のS曲線方程式が得られ、S曲線上にて最大傾斜点を $D'_0$   $S'_0$  とすれば $r$ はその点の微係数を示す。又 $r$ はS曲線のうねりの巾 $w'$ を用いて(2.2)式により計算出来る。従つて逆にS曲線上の最大傾斜点 $D'_0$   $S'_0$  と、うねりの巾 $w'$ が求まると、(2.9)式の関係式にて四端子網のZ行列要素が計算される。<sup>(13)</sup>

$$\left. \begin{aligned} \delta &= -\cot^2 2\pi \left( \frac{1}{8} - \frac{\sqrt{2} w'}{4} \right) \\ \alpha &= \tan 2\pi D'_0 \quad \beta = \tan 2\pi S'_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$



$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= -jW_1 \frac{\alpha\beta + \delta}{\beta - \alpha\delta} & Z_{22} &= jW_2 \frac{1 + \alpha\beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \\ Z_{12}^2 &= Z_{11}Z_{22} - W_1W_2 \frac{\alpha - \beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

従つて (2.7) 式 (2.8) 式を比較すれば直ちに測定 I により得る S 曲線の最大傾斜点  $D'_{01}$   $S'_{01}$  とうねりの巾  $w_1'$  とを用いて (2.10) 式により、 $\frac{Z_{22}'''}{n}$   $\frac{Z_{12}'''}{n}$   $Z_{11}'''$  が求まる事がわかる。

$$\left. \begin{aligned} \delta &= -\cot^2 2\pi \left( \frac{1}{8} - \frac{\sqrt{2} w_1'}{4} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \alpha &= \tan 2\pi (-D'_{01}) & \beta &= \tan 2\pi S'_{01} \\ \frac{Z_{22}'''}{n} &= -jW_1 \frac{\alpha\beta + \delta}{\beta - \alpha\delta} & Z_{11}''' &= jW_2 \frac{1 + \alpha\beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \\ \frac{Z_{12}'''}{n} &= \frac{Z_{11}''' Z_{22}'''}{n} - W_1W_2 \frac{\alpha - \beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \\ D'_{01} &= \frac{D_{01}}{\lambda_{q1}} & S'_{01} &= \frac{S_{01}}{\lambda_{q3}} \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

註. (2.10) 式の  $r$  は最大傾斜点の微係数の符号を変えたものを示している。

## [ 測 定 2 ]

第 2.6 図(a)の端子④に信号を入れ端子③に信号が現れない様に伝送線路①②を端子①②より夫々  $2\pi D'$ 、 $2\pi S'$  の電気長の距離で短絡する。この時第 2.6 図(a)の端子①及び②より回路の外を見たインピーダンスを  $z_1$ 、 $z_2$  とすると、

$z_1 (n+1) = -z_2$  の関係がある。故に Z 行列要素をこれに代入すると

$$-jW_1 \tan 2\pi D' = \frac{Z_{22}'''}{n+1} - \frac{\frac{Z_{12}'''}{n}}{Z_{11}''' + jW_2 \tan 2\pi S'} \quad (2.11)$$

(2.11) 式をうる。故に (2.11) 式の  $D^I$  と  $S^I$  は従来の四端子回路の S 曲線と同じ符号の傾斜をもつたものを画く。従つて測定 2 から求まる  $D_{02}^I$   $S_{02}^I$   $w_2^I$  を用いて (2.12) 式により  $\frac{Z_{22}^{II}}{n+1}$   $\frac{Z_{12}^{II,2}}{n+1}$   $Z_{11}^{II}$  が求まる。

$$\left. \begin{aligned} \delta &= -\cot^2 2\pi \left( \frac{1}{8} - \frac{\sqrt{2} w_2^I}{4} \right) \\ \alpha &= \tan 2\pi D_{02}^I \quad \beta = \tan 2\pi S_{02}^I \\ \frac{Z_{22}^{II}}{n+1} &= -j W_1 \frac{\alpha\beta + \delta}{\beta - \alpha\delta} \quad Z_{11}^{II} = j W_2 \frac{1 + \alpha\beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \\ \frac{Z_{12}^{II,2}}{n+1} &= \frac{Z_{11}^{II} Z_{22}^{II}}{n+1} - W_1 W_2 \frac{\alpha - \beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

### 〔測定 3〕

端子②に信号を入れ端子③に信号の現れない様に伝送線路①④を夫々端子①④より  $2\pi D$   $2\pi S^I$  の距離で短絡する。この場合第 2.6 図(a)の端子①、④より回路の外側を見たインピーダンスを  $Z_1$   $Z_4$  とすると  $-Z_1 = \frac{Z_4}{n(n+1)}$  の関係がある。故に Z 行列要素を代入して

$$-j W_1 \tan 2\pi D' = \frac{Z_{22}^{III}}{n(n+1)} - \frac{\frac{Z_{12}^{III,2}}{n(n+1)}}{Z_{11}^{III} + j W_4 \tan 2\pi S'} \quad (2.13)$$

(2.13) 式をうる。これも四端子回路の S 曲線と同じ符号の傾斜をもつ故測定 3 より求まる  $D_{03}^I$   $S_{03}^I$   $w_3^I$  を用いて、(2.14) 式により  $\frac{Z_{22}^{III}}{n(n+1)}$   $\frac{Z_{12}^{III,2}}{n(n+1)}$   $Z_{11}^{III}$  が求まる。

$$\left. \begin{aligned} \delta &= -\cot^2 2\pi \left( \frac{1}{8} - \frac{\sqrt{2} w_3^I}{4} \right) \\ \alpha &= \tan 2\pi D_{03}^I \quad \beta = \tan 2\pi S_{03}^I \\ \frac{Z_{22}^{III}}{n(n+1)} &= -j W_1 \frac{\alpha\beta + \delta}{\beta - \alpha\delta} \quad Z_{11}^{III} = j W_4 \frac{1 + \alpha\beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \\ \frac{Z_{12}^{III,2}}{n(n+1)} &= \frac{Z_{11}^{III} Z_{22}^{III}}{n(n+1)} - W_1 W_4 \frac{\alpha - \beta\delta}{\beta - \alpha\delta} \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

〔測定 4〕 (第 2.8 図(b)参照)

次に  $n$  が求まれば全て定まる。今  $n=1$  であり  $N_2 = N_4$  の場合は取り除いて考える。第 2.8 図(b)に示した様に、線路①に信号を入れ端子②④より  $2\pi D'$  の距離にて短絡した場合、端子①の点が電圧の節点になる様に線路③を短絡する。この時線路③の短絡板と端子③の電氣的距離を  $2\pi S'$  とする。この場合第 2.6 図(a)の②''' ④''' ③''' より回路の外側を見たインピーダンスを夫々  $Z_2$   $Z_4$   $Z_3$  とすると  $\frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_3} + \frac{1}{Z_4} = 0$  の共振条件が満足されている。今  $D'$  を変化し  $S'$  を測定し  $D'-S'$  曲線を描き、この曲線上において

$2\pi D' = \frac{\pi}{2}$  に相当する  $2\pi S'$  の値を  $\theta_3$  とすると

$$\left. \begin{aligned} Z_2 &= Z_{22}'' = (n+1) Z_{22m}'' \\ Z_4 &= Z_{22}''' = (n+1) n Z_{22m}''' \\ Z_3 &= Z_{22}'' - \frac{Z_{12}''^2}{Z_{11}'' + jW_3 \tan \theta_3} = n \left( Z_{22m}'' - \frac{Z_{12m}''^2}{Z_{11}'' + jW_3 \tan \theta_3} \right) \\ &= n Z_{3m} \quad \text{但} \quad Z_{22m}'' = \frac{Z_{22}''}{n+1} \quad Z_{22m}''' = \frac{Z_{22}'''}{n(n+1)} \quad Z_{22m}'' = \frac{Z_{22}''}{n} \\ &\quad Z_{12m}'' = \frac{Z_{12}''}{n} \end{aligned} \right\} (2.15)$$

の関係がある。(2.15) 式を共振条件に代入すると

$$n = - \frac{(Z_{3m} + Z_{22m}''') Z_{22m}''}{(Z_{3m} + Z_{22m}''') Z_{22m}''} \quad (2.16)$$

(2.16) 式をうる。しかるに  $Z_{22m}''$   $Z_{22m}'''$  は夫々測定 2, 3 にて求まつており、又  $Z_{3m}$  は本測定 of  $\theta_3$  と測定 1 の結果を用いて (2.15) 式により求まるから、これらの値を用いて (2.16) 式により、 $n$  が求まる。

次に対称共軛回路の場合には  $Z_{ij}'' = Z_{ji}''$  ( $i, j=1, 2$ )  $n=1$ 、である為測定 1 により  $Z_{11}''$   $Z_{22}''$   $Z_{12}''$  が求まり、測定 2 により、 $Z_{11}'''$   $Z_{22}'''$   $Z_{12}'''$  が求まる。従つて二箇の S 曲線のみで決定される事がわかる。

尚対称共軛回路で第 2.6 図(b)につき求める場合、次に述べる 1 回の測定にて簡単に求める事が出来る。即ち第 2.9 図に示す様に線路②に信号を入れて、端子④に於ける出力

が零となる様に線路①③の短絡板を調整する。短絡板の端子よりの電気長を夫々  $2\pi S_1'$ 、 $2\pi S_3'$  とし、入力線路②に於ける電圧の節点までの電気長を  $2\pi D'$  とする。さて  $S_1'$  と  $D'$  との間には

$$Z_{22}' - \frac{Z_{12}'^2}{Z_{11}' + jW_1 \tan 2\pi S_1'} = -j \frac{W_2}{2} \tan 2\pi D' \quad (2.17)$$

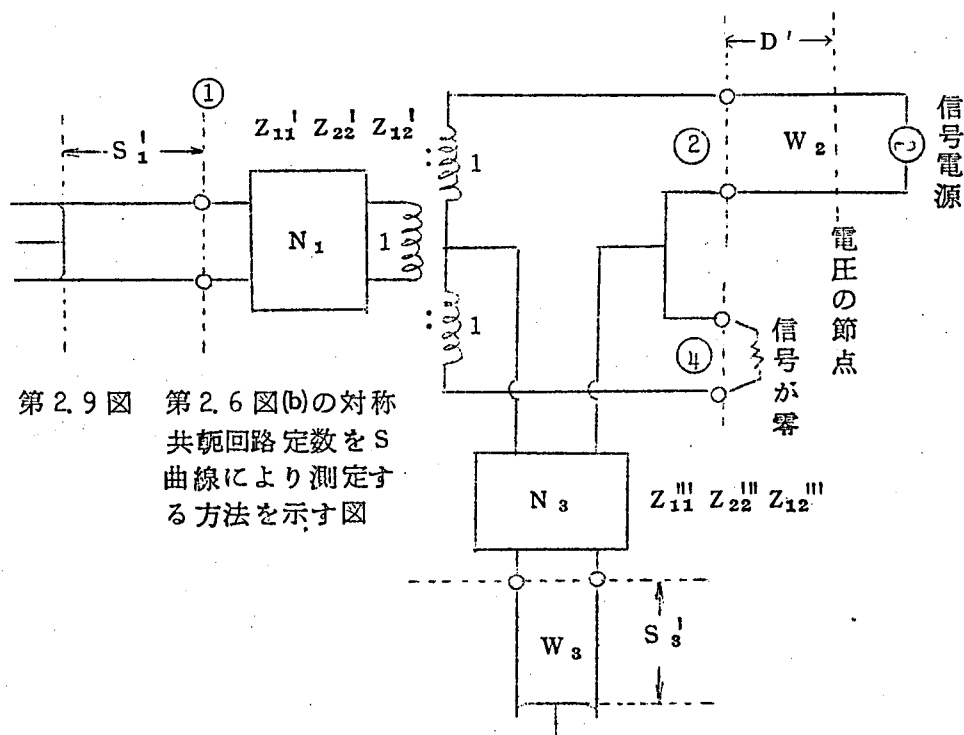
の関係があるから  $S_1'$  と  $D'$  との S 曲線より求まる  $D_{01}'$   $S_{01}'$   $w_1'$  により (2.9) 式に従い定数  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  を求めると

$$\left. \begin{aligned} Z_{11}' &= jW_1 \frac{1 + \alpha\beta\gamma}{\beta - \alpha\gamma} \\ Z_{22}' &= -j \frac{W_2}{2} \frac{\alpha\beta + \gamma}{\beta - \alpha\gamma} \\ Z_{12}'^2 &= Z_{11}' Z_{22}' - \frac{W_1 W_2}{2} \frac{\alpha - \gamma\beta}{\beta - \alpha\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

を得て、これにより  $Z_{11}'$   $Z_{22}'$   $Z_{12}'$  を求めうる。同様に  $S_3'$  と  $D'$  との S 曲線より求まる  $D_{02}'$   $S_{02}'$   $w_2'$  により (2.9) 式に従い定数  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  を求めると

$$\left. \begin{aligned} Z_{11}''' &= jW_3 \frac{1 + \alpha\beta\gamma}{\beta - \alpha\gamma} \\ Z_{22}''' &= -j \frac{W_2}{2} \frac{\alpha\beta + \gamma}{\beta - \alpha\gamma} \\ Z_{12}'^2 &= Z_{11}''' Z_{22}''' - \frac{W_2 W_3}{2} \frac{\alpha - \gamma\beta}{\beta - \alpha\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

をうるから (2.19) 式により、 $Z_{11}'''$   $Z_{22}'''$   $Z_{12}'''$  を求めうる。以上により第 2.6 図(b)の等価回路定数が全て決定出来る。



第 2.9 図 第 2.6 図(b)の対称  
共軛回路定数を S  
曲線により測定す  
る方法を示す図

#### (b) 方向性結合器に変形し得ない場合

この場合は第 2.7 図の様な三端子対回路の縦続接続となるから先ず  $\theta_1 \theta_2 \theta_3 \theta_4$  を求め、基準面①②③④ を定める。その後  $Y_{11} Y_{22} Y_{12}$ 、 $n_1 n_3$  を求める。

##### 〔基準面の測定〕

線路②に信号を入れ線路③④に信号が出ない様な線路①に於る短絡位置が基準面①'である。又線路①に信号を入れ③④に信号が現れない様な線路②に於る短絡位置が基準面②'である。全く同様に基準面③'④'も求まる。

〔 $Y_{11} Y_{22} Y_{12}$  の決定〕これには以下の三回の測定を行う。

##### 〔測定 1〕

先ず第 2.7 図の線路①に信号を入れ、端子③④何れにも信号が出ない様に線路②を短絡する。この時短絡位置は端子②'から  $\frac{\lambda}{2}$  の整数倍の所にある。今線路②をこのまゝの短絡位置にて短絡し、線路①の信号を取りのぞき、線路④に信号を入れる。(第 2.10 図(a)参照) この状態にして線路③を短絡片にて端子③'より  $2\pi S'$  の距離にて短絡し、 $S'$  を変化しつつ線路④の電圧の節点を端子④'より測定し、之の電気長を  $2\pi D'$  とする。この場合回路の共振条件より

$$\frac{1}{jW_4 \tan 2\pi D'} + Y_{22} = - \frac{1}{jn_3^2 W_3 \tan 2\pi S'}$$

の関係式を得、之とS曲線の方程式を比較する事により(2.20)式をうる。

$$\left. \begin{aligned} n_3 &= \sqrt{-\frac{W_4}{W_3} \frac{\delta_1 + \frac{1}{\delta_1} \tan^2 2\pi D_{01}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'}} \\ Y_{22} &= j \frac{\left(\frac{1}{\delta_1} - \delta_1\right) \tan 2\pi D_{01}'}{\delta_1 + \frac{1}{\delta_1} \tan^2 2\pi D_{01}'} \frac{1}{W_4} \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

即ちS曲線の $r_1$  ( $w_1'$ より(2.2)式により求まる。)と $D_{01}'$ を用い(2.20)式により $n_3$ と $Y_{22}$ が求まる。

〔測定2〕

同様に③より $\frac{\lambda}{2}$ の点にて短絡し、線路②に信号を入れ端子①より $2\pi S'$ の距離にて短絡し、 $S'$ を変化しつつ線路②の節点を②より測つた値を $2\pi D'$ とする。この場合(2.20)式と同様 $n_1$ と $Y_{11}$ は(2.21)式により求まる。

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= \sqrt{-\frac{W_2}{W_1} \frac{\delta_2 + \frac{1}{\delta_2} \tan^2 2\pi D_{02}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{02}'}} \\ Y_{11} &= j \frac{\left(\frac{1}{\delta_2} - \delta_2\right) \tan 2\pi D_{02}'}{\delta_2 + \frac{1}{\delta_2} \tan^2 2\pi D_{02}'} \frac{1}{W_2} \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

〔測定3〕

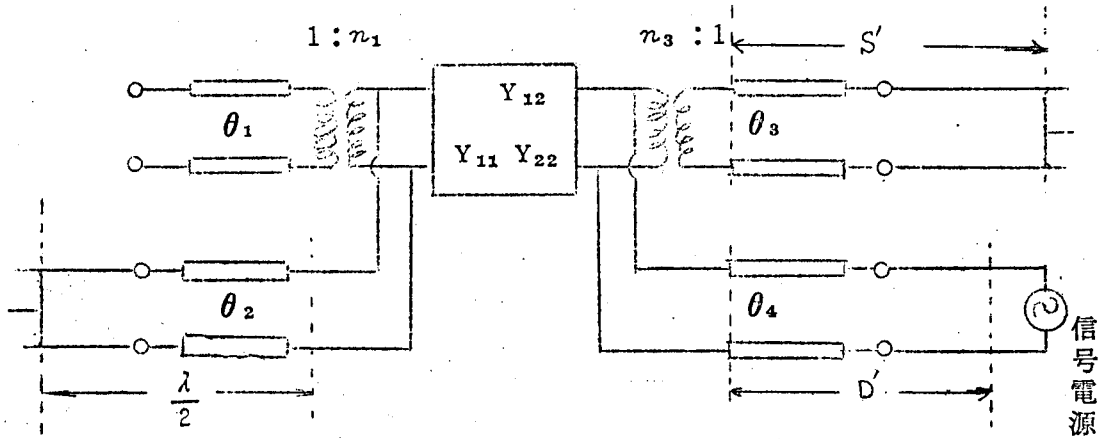
第2.10図(b)に示す如く端子③④より $2\pi D$ の電気長にて線路③④を短絡し、信号を線路①に入れる。線路①に於る電圧最大点が丁度基準面①にくる様に線路②を②より $2\pi S$ の距離にて短絡する。 $D'S'$ によるS曲線を描き、この曲線上にて $2\pi S' = \frac{\pi}{2}$ に対する $2\pi D'$

を  $\theta_3$  とすると容易に (2.22) 式の関係式をうる。

$$Y_{12}^2 = Y_{11} \left\{ Y_{22} + \frac{1}{j W_2 \tan \theta_3} \left( \frac{1}{n_3^2 W_3} + \frac{1}{W_4} \right) \right\} \quad (2.22)$$

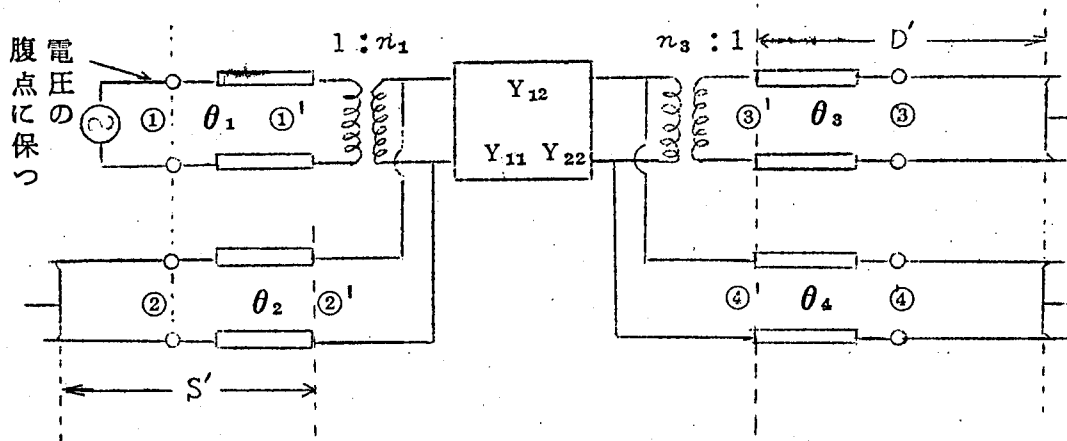
測定 1 で得た  $Y_{11}$   $Y_{22}$  を用い (2.22) 式により  $Y_{12}$  が求まる。

以上により  $n_1$   $n_3$   $Y_{11}$   $Y_{22}$   $Y_{12}$  が全て求まる。尚対称回路の時は測定 2 は不用となる。



(a) 測定 1 を示す図

電圧の節



(b) 測定 3 を示す図

第 2.10 図 第 7 図の四端子対回路定数を測定する方法を示す図

さて上記でのべた四端子対の回路定数の測定法をまとめて表で表わすと第一表、第二表のようになる。

第一表 四端子対における回路定数測定法及びその求め方

— 方向性結合器型 —

(a) 非対称回路の場合 (第2.6図(a)の回路定数)

測 定	端 子				測 定 され る 値	求 ま る 回 路 定 数	使用 する 式
	①	②	③	④			
測定 1	D'	信 号 電 源	S'	信 号 な し	$D_{01}' S_{01}' w_1'$	$Z_{11}^{III} \frac{Z_{22}^{II}}{n} \frac{Z_{12}^{III2}}{n}$	(2.10)式
測定 2	D'	S'	信 号 な し	信 号 電 源	$D_{02}' S_{02}' w_2'$	$Z_{11}^{II} \frac{Z_{22}^{II}}{n+1} \frac{Z_{12}^{II2}}{n+1}$	(2.12)式
測定 3	D'	信 号 電 源	信 号 な し	S'	$D_{03}' S_{03}' w_3'$	$Z_{11}^{III} \frac{Z_{22}^{III}}{n(n+1)} \frac{Z_{12}^{III2}}{n(n+1)}$	(2.14)式
測定 4	信号電源 (節点に保つ)	D'	S'	D'	$2\pi S = \theta_3$ ( $2\pi D = \frac{\pi}{2}$ なる点)	$n$	(2.15) 式 (2.16)

(b) 対称回路の場合 (第2.6図(b)の回路定数)

測 定	端 子				測 定 され る 値	求 ま る 回 路 定 数	使用 する 式
	①	②	③	④			
測定 1	$S_1'$	信号電源 D'	$S_3'$	信 号 な し	$D_{01}' S_{01}' w_1'$	$Z_{11}' Z_{22}' Z_{12}'^2$	(2.18)式
					$D_{02}' S_{02}' w_2'$	$Z_{11}^{III} Z_{22}^{III} Z_{12}^{III2}$	(2.19)式

第二表 — 方向性結合器に変形し得ない場合 —

(第2.7図の回路定数)

測 定	端 子				測 定 され る 値	求 ま る 回 路 定 数	使用 する 式
	①	②	③	④			
測定 1	任 意	②より $\frac{\lambda}{2}$ で 短 絡	S'	信号電源 D'	$D_{01}' w_1'$	$n_3 Y_{22}$	(2.20)式
測定 2	S'	信号電源 D'	③より $\frac{\lambda}{2}$ で 短 絡	任 意	$D_{02}' w_2'$	$n_1 Y_{11}$	(2.21)式
測定 3	信号電源 (腹点に保つ)	S'	D'	D'	$2\pi D = \theta_3$ ( $2\pi S = \frac{\pi}{2}$ なる点)	$Y_{12}$	(2.22)式



### 第3章 UHF分割同軸形ブリッジの解析<sup>(53)</sup>及び実際例

#### 3.1 緒言

同軸ブリッジとして考えられるものを大別すると平衡不平衡変換器<sup>(22)</sup>に更に共軛端子を取付けた型のものと、ハイブリッドリング型の二種類が考えられる。前者はマイクロ波で使用されているマシツクTに相当し、後者はrate race型のものである。

前者には機械的構造上、多少異つたものが色々あるが<sup>(1)(2)</sup>何れも原理は同じである。我々はこの中現在最も多く用いられている分割同軸形ブリッジ(又はスロットテッドブリッジ)について取扱つた。尚ハイブリッドリング型のものについては第4章においてのべる事にする。

さて本章に於ては分割同軸形ブリッジについてのべるが、従来までにこれに関する解析として、平衡不平衡変換回路に於ける解析が文献(23)(24)に於て行われている。又これらは全て中心周波数に於る状態のみを取扱っている。ブリッジになると、これら平衡不平衡変換器に更に共軛端子を取りつけている為、この共軛端子への漏洩も問題になる。特に我々の取扱うテレビジョン送信の様に大電力送信を行う場合、ブリッジのスリット間隔を耐圧の点から広くしなければならず、又これをあまり広くするとブリッジの共軛端子間の漏洩量が増して来て、映像送信機と音声送信機との干渉を生じる。又アンテナのNS-EW面の相互結合があつた場合、ブリッジの漏洩があると入力定在波比が悪くなる。<sup>(25)</sup>この様な諸点から、共軛端子間の漏洩量は-40 db以下である事が要求されている。以上の意味で共軛端子間の漏洩量を要求された値におさえる為にはどの位のスリット間隔にすればよいかという事を解析し、実験とも照合した。

次にテレビ信号を取扱う為、帯域が問題になり、これに関しブリッジの帯域を制限する要因はスリット部分のインピーダンス及び音声端子に並列に入る $\frac{\lambda}{4}$ 短絡インピーダンスによる事を示し、これらの影響は整合変成器を一箇附加し、最適設計を行う事によりWagner特性で広帯域化する事を明かにした。

更にまたUHF帯に使用する場合には、VHF帯の時は問題にならなかつたブリッジ内部に於る浮遊容量及び漏洩インダクタンス等の影響も現れる。従つてこれらについて定量的な解析を行い、第2章の測定法により実験的にも確めた。尚解析に当つては第1章ののべた方法により、ブリッジ内部を各姿態に分解し、これら姿態に関する等価回路網を求め物理的理解を容易ならしめると共に、これをもとにして広帯域化の設計を行つた。

### 3.2. 理想的な分割同軸形ブリッジの等価回路とマトリックス表示

#### 3.2.1. 等価回路

分割同軸形ブリッジは第3.1図(a)の様な機械的な構造を有しておりこの多線路表示は第3.1図(b)のようになる。同図に於て端子①①'、③③' に同軸姿態で入射した信号は端子②④、④②、より同軸姿態にて出て行く。

以下解析するに当つて、ブリッジを第3.1図に示す如くA部分とB部分とに分け、尚A断面及びB断面における浮遊リアクタンスの影響を考えない理想の場合につき考察する。

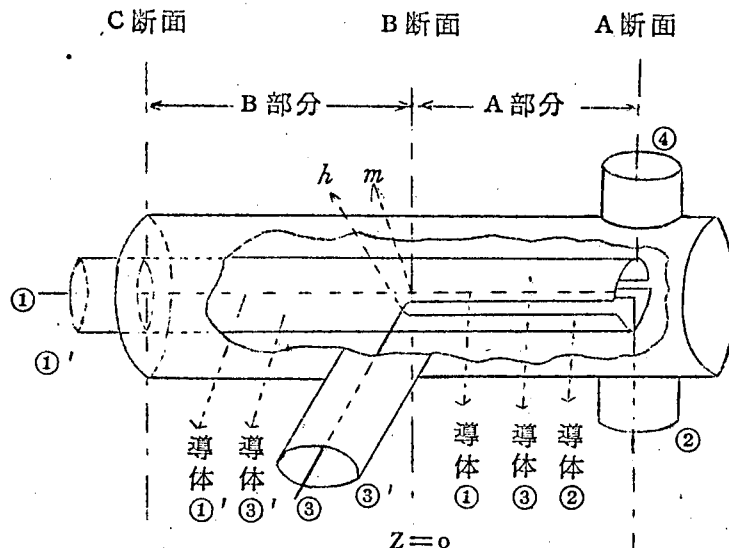
先ずA部分は3箇の導体①②③からなる平行線路である為、一般に任意の3箇のTEM姿態ABCに分解出来る。

さて第1章において一般に結合した $n$ 箇の並行多線路をTEM波が伝送する場合、これは適当な $n$ 箇の独立したTEM姿態に分解する事が出来、夫等各姿態は別々の線路を伝送するものとして取り扱う事が出来る事をのべた。

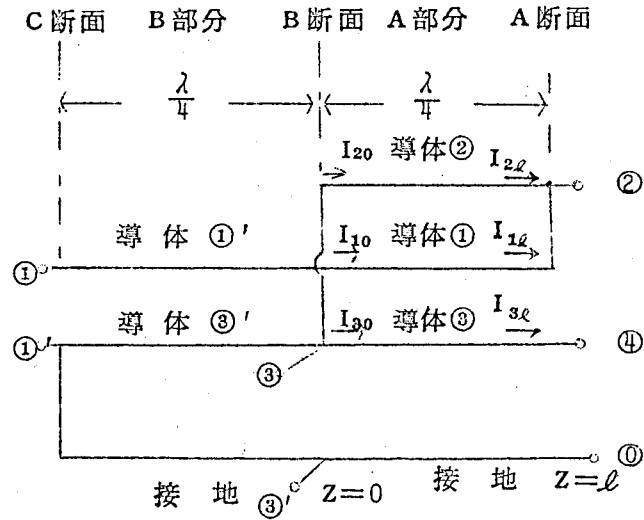
今我々の場合A部分の断面は第3.2図の如くなり、A姿態としては、①の導体に流れる電流が②と③の導体を折り返すものと考え、この時導体②又は③から①を見た電位を $V_a$ とする。尚導体②と③は、①及び大地に関し対称である事を考慮すれば①の電位は $\frac{V_a}{1+\alpha}$ 、②と③は $\frac{-\alpha}{1+\alpha} V_a$ となる。

次にB姿態としては導体①②③の電位が同電位 $V_b$ にあるものを書く。

最後にC姿態としては導体②と③に大いさ同じで異符号の電位がかかった姿態を書き、②③の電位を夫々 $\frac{V_c}{2}$ 、 $-\frac{V_c}{2}$ とする。

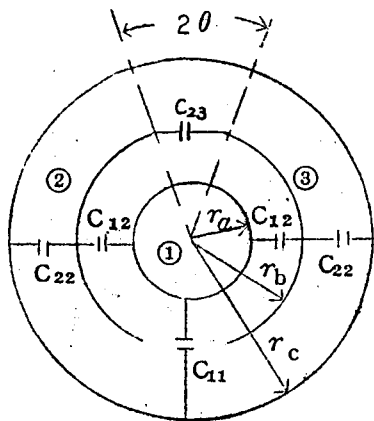


(a) 分割同軸ブリッジの機械的構造

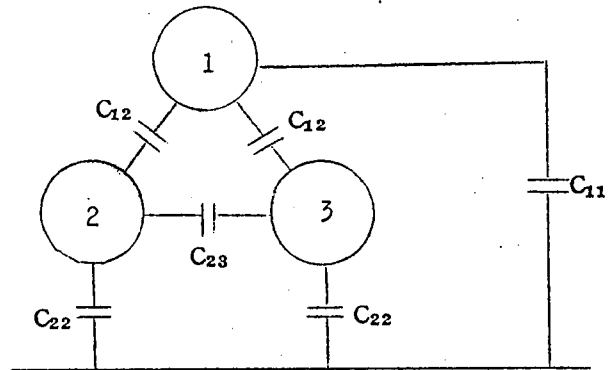


(b) 分割同軸形ブリツシの多線路表示

第 3. 1 図 分割同軸形ブリツシの構造と表示



(a) A 部分の断面図



(b) 第 1 図(b)の A 部分の断面図

第 3. 2 図 A 部分の断面図とその部分容量を示す図

以上の仮定のもとでは  $v$  と  $V$  との間には

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\alpha} & 1 & 0 \\ -\frac{\alpha}{1+\alpha} & 1 & \frac{1}{2} \\ -\frac{\alpha}{1+\alpha} & 1 & -\frac{1}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_a \\ V_b \\ V_c \end{bmatrix} = T_v V \quad \dots \dots (3.1)$$

の関係がある。又  $y_0$  は第 3.2 図を参照して

$$y_0 = \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \left\{ \begin{array}{l} \begin{bmatrix} C'_{11} & C'_{12} & C'_{12} \\ C'_{12} & C'_{22} & C'_{23} \\ C'_{12} & C'_{23} & C'_{22} \end{bmatrix} \\ \begin{array}{l} C'_{11} = C_{11} + 2C_{12} \\ C'_{12} = -C_{12} \\ C'_{22} = C_{12} + C_{23} + C_{22} \\ C'_{23} = -C_{23} \end{array} \end{array} \right\} \quad (3.2)$$

但  $C_{ij}$  ( $i, j=1, 2, 3$ ) は第 3.2 図に示す様に導体②の間の単位長における静電容量,  $k$  は位相定数を示す。

となる。これらを第 1 章の (1.5) 式に代入すると

$$Y_0 = \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\alpha} & -\frac{\alpha}{1+\alpha} & -\frac{\alpha}{1+\alpha} \\ 1 & 1 & 1 \\ 0 & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C'_{11} & C'_{12} & C'_{12} \\ C'_{12} & C'_{22} & C'_{23} \\ C'_{12} & C'_{23} & C'_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\alpha} & 1 & 0 \\ -\frac{\alpha}{1+\alpha} & 1 & \frac{1}{2} \\ -\frac{\alpha}{1+\alpha} & 1 & -\frac{1}{2} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\alpha^2} [C'_{11} - 4\alpha C'_{12} + 2\alpha^2 (C'_{22} + C'_{23})], & \frac{1}{1+\alpha} [C'_{11} + 2C'_{12} - 2\alpha (C'_{12} + C'_{22} + C'_{23})], & 0 \\ \frac{1}{1+\alpha} [C'_{11} + 2C'_{12} - 2\alpha (C'_{12} + C'_{22} + C'_{23})], & C'_{11} + 4C'_{12} + 2(C'_{22} + C'_{23}), & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} (C'_{22} - C'_{23}) \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

となり、対角行列である為の条件を求めると

$$\alpha = \frac{C'_{11} + 2C'_{12}}{2(C'_{12} + C'_{22} + C'_{23})} = \frac{C_{11}}{2C_{12}} \quad \text{--- (3.4)}$$

となる。(3.4) 式の条件下では  $Y_0$  の対角要素  $Y_{11}$   $Y_{22}$   $Y_{33}$  は

$$Y_{11} = \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \left\{ -2C'_{12} + \frac{C'_{11} + 2C'_{12}}{1+\alpha} \right\} = \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \left( 2C_{12} + \frac{1}{\frac{1}{C_{11}} + \frac{1}{2C_{22}}} \right) = \frac{2}{W_{12}} + \frac{1}{W_{11}} \frac{1}{1 + \frac{W_{22}}{2W_{11}}}$$

$$Y_{22} = \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \{ C_{11} + 4C_{12} + 2(C_{22} + C_{23}) \} = \frac{k}{\omega \mu \epsilon} (C_{11} + 2C_{22}) = \frac{1}{W_{11}} + \frac{2}{W_{22}}$$

$$Y_{33} = \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \frac{1}{2} (C_{12} - C_{23}) = \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \frac{C_{12} + C_{22} + 2C_{23}}{2} = \frac{1}{2W_{12}} + \frac{1}{2W_{22}} + \frac{1}{W_{23}}$$

$$\left[ \text{但 } W_{ij} = \frac{\omega \mu \epsilon}{k} \frac{1}{C_{ij}} \text{ とおいた} \right]$$

となる。ABC 姿態に対応する波動抵抗を夫々  $W_1$   $W_3$   $W_2$  とすると、上式を参照して

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{W_1} &= \frac{2}{W_{12}} + \frac{1}{W_{11}} \frac{1}{1 + \frac{W_{22}}{2W_{11}}} \\ \frac{1}{W_3} &= \frac{2}{W_{22}} + \frac{1}{W_{11}} \quad , \quad \frac{1}{W_2} = \frac{1}{2W_{12}} + \frac{1}{2W_{22}} + \frac{1}{W_{23}} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

をうる。次に (1.4) 式を利用してこれらの姿態に対する電流成分は

$$T_i = \tilde{T}_V^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\alpha}{1+\alpha} & 0 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2(1+\alpha)} & 1 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2(1+\alpha)} & -1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \beta & 0 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1-\beta}{2} & 1 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1-\beta}{2} & -1 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

$$\left[ \text{但 } \beta = \frac{\alpha}{1+\alpha} = \frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{22}} \right]$$

により関係づけられる。

以上の事をまとめると各姿態の分解模様は第 3.1 表の如くなる。

第 3.1 表 A 部分を各姿態に分解した時の各導体の電圧電流を示す表

姿 態 導 体	A		B		C	
	電 圧	電 流	電 圧	電 流	電 圧	電 流
①	$\frac{V_a}{1+\alpha}$	$I_a$	$V_b$	$\beta I_b$	0	0
②	$-\frac{\alpha V_a}{1+\alpha}$	$-\frac{I_a}{2}$	$V_b$	$\frac{I_b}{2}(1-\beta)$	$\frac{V_c}{2}$	$I_c$
③	$-\frac{\alpha V_a}{1+\alpha}$	$-\frac{I_a}{2}$	$V_b$	$\frac{I_b}{2}(1-\beta)$	$-\frac{V_c}{2}$	$-I_c$

以上で A 部分の各姿態についての成分を求めたが次に B 部分は導体①'③' の二つの導体からなりこの場合の姿態は、①'③' 間の同軸姿態と、③' 大地間の同軸姿態の二つに分解出来、波動抵抗は夫等の同軸姿態のもので、これを夫々  $W_1'$ ,  $W_3'$  で表現する事にする。

次に上記の A 部分と B 部分に於る各姿態を第 3.1 図 (b) に於る A 断面、B 断面にて接続する。

(A 断面に於る境界条件) 第 3.3 図に於る  $g$ ,  $f$  点にてキルヒホッフの法則をたてると

$$I_2 + \frac{I_a}{2} + \frac{I_b}{2}(1+\beta) + I_c = 0$$

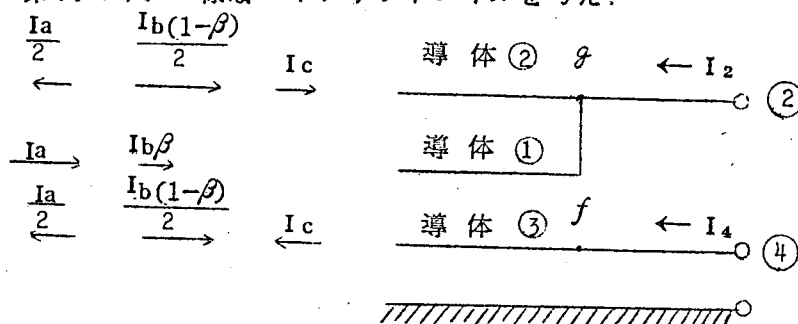
$$I_4 - \frac{I_a}{2} + \frac{I_b}{2}(1-\beta) - I_c = 0$$

故に

$$I_a + I_4 + I_b = 0$$

$$I_2 - I_4 + I_a + I_b\beta + 2I_c = 0$$

を得る。次に第 3.4 図 の様なハイブリッドコイルを考え、



第 3.3 図 A 断面に於る境界条件を示す図

これらにABC姿態の線路が入つているとする。図のj点に於てキルヒホッフの法則を立てると

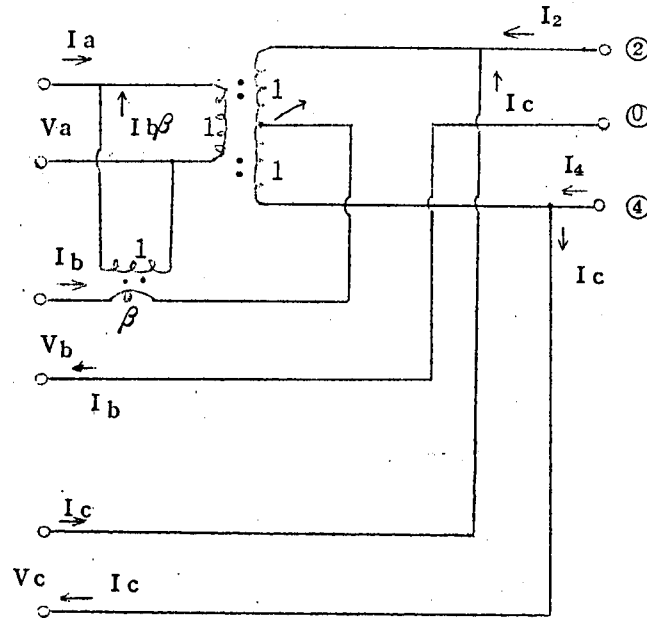
$$I_2 + I_4 + I_b = 0$$

又 理想変成器の磁束の和は零である条件より

$$I_2 - I_4 + 2I_c + I_a + I_b\beta = 0$$

となり、この二式は第3・3図に基いて誘導したものと同一である。

以上の如く第3・4図は第3・3図の電流の境界条件を満足している。

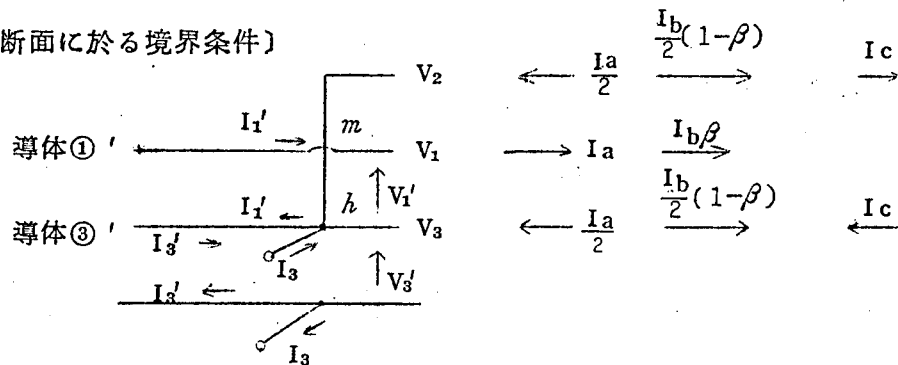


第3・4図 A断面における等価回路

さて理想変圧器のみより構成されるn端子網に於てm箇の電流境界条件を満足している時は、n-m箇の電圧の境界条件は自動的に満足されている事を第1章にのべておいた。

従つてA断面の等価回路は第3・4図である。

〔B断面に於る境界条件〕



第3・5図 B断面に於る境界条件を示す図

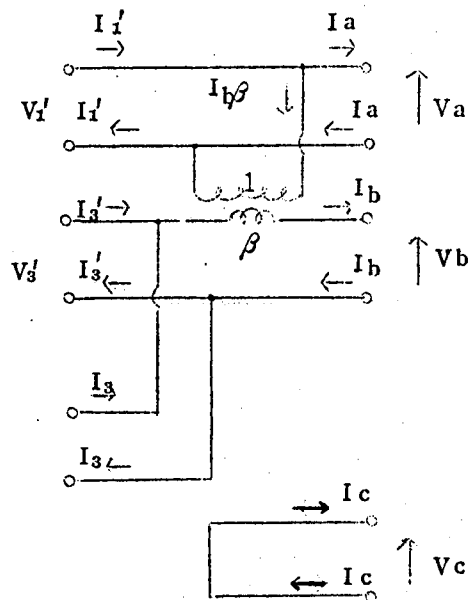
第 3.5 図の  $m, h$  点に於てキルヒホッフの法則をたてると

$$I_1' = I_a + I_b \beta$$

$$I_3 + I_3' - I_1' + I_a - I_b(1 - \beta) = 0$$

$$\left. \begin{aligned} \therefore I_1' - I_a - I_b \beta &= 0 \\ I_3 + I_3' - I_b &= 0 \end{aligned} \right\}$$

の二式をうる。次に第 3.6 図の A, B 姿態の線路につき、キルヒホッフの法則を適用すると



$$\left. \begin{aligned} I_1' - I_b \beta - I_a &= 0 \\ I_3' + I_3 - I_b &= 0 \end{aligned} \right\}$$

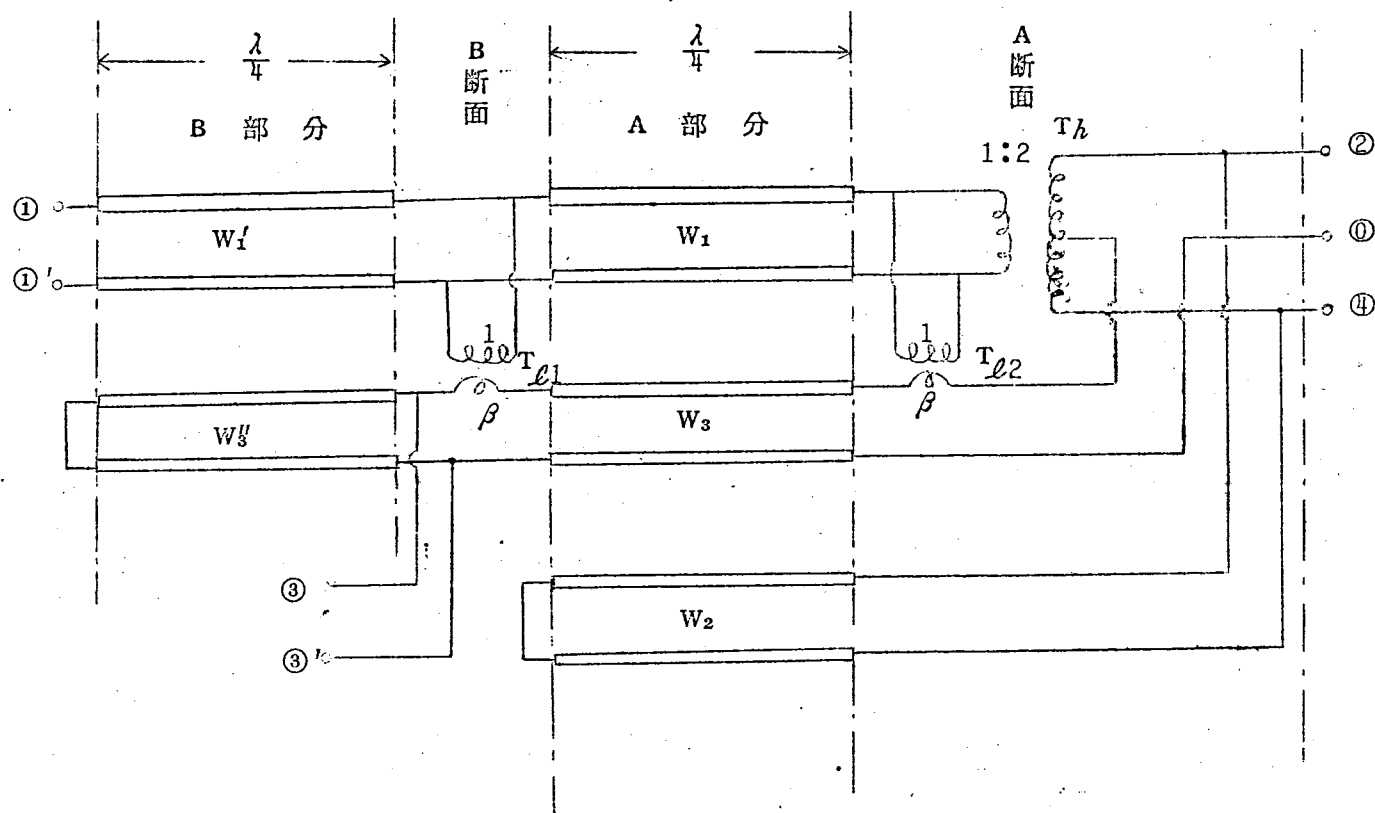
の二式を得て、これは第 3.5 図より求めた電流境界条件と一致している。

前と同様電圧の境界条件は自動的に満足されている筈であるから、第 3.5 図の B 断面における等価回路は第 3.6 図となる。

第 3.6 図 B 断面における等価回路網

上記の如くブリッジの A 部分における 3 つの姿態及び B 部分における 2 つの姿態と、断面 A, B における等価回路網即ち第 3.4 図、及び第 3.6 図とを接続する事により、分割同軸軸形ブリッジの等価回路として第 3.7 図の様な回路をうる。





第3.7図 分割同軸形ブリッジ（又はスロテッドブリッジ）の等価回路

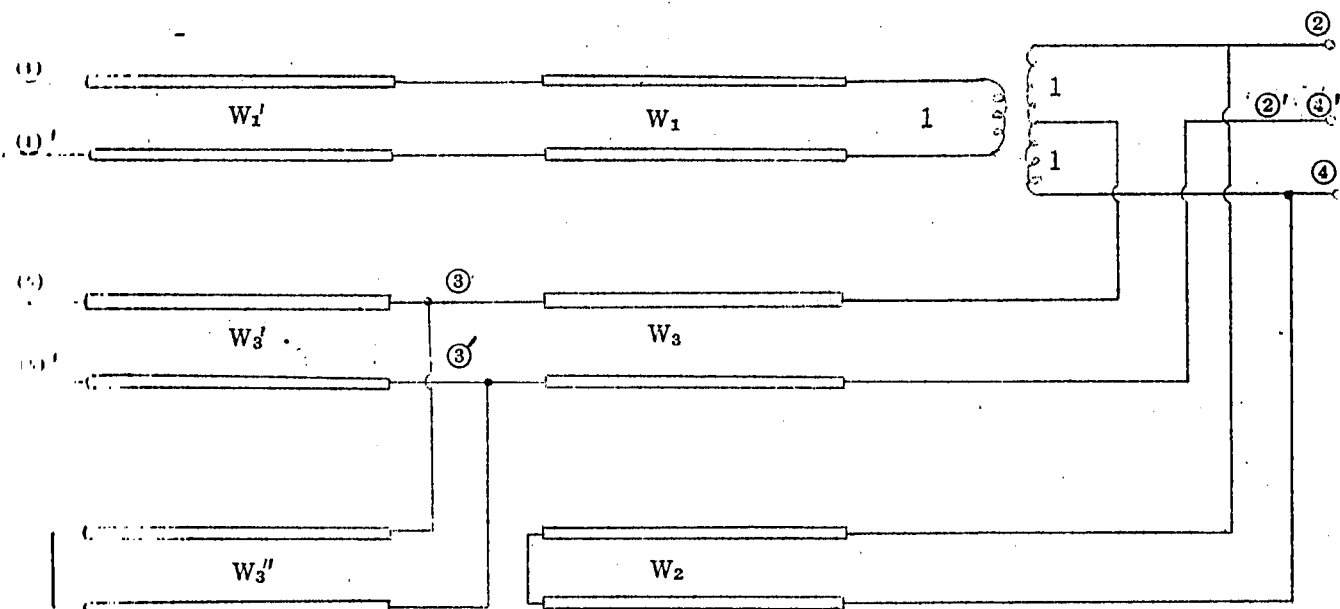
同図においてA部分B部分の電気長は $\frac{\lambda}{4}$ になっているがこの電気長は第3.7図の等価回路をうる際に何ら制限をうけておらない。従つて実際に与えられたブリッジの電気長をそのまま第3.7図のA部分、B部分に適用すればそれがそのブリッジの等価回路網である。

さて第3.7図より明かな様に、分割同軸形ブリッジに於てはA断面に於る等価ハイブリッドコイルが、ブリッジの役目をしており、残りの部分は単に出力と入力との整合に役立っている事がわかる。

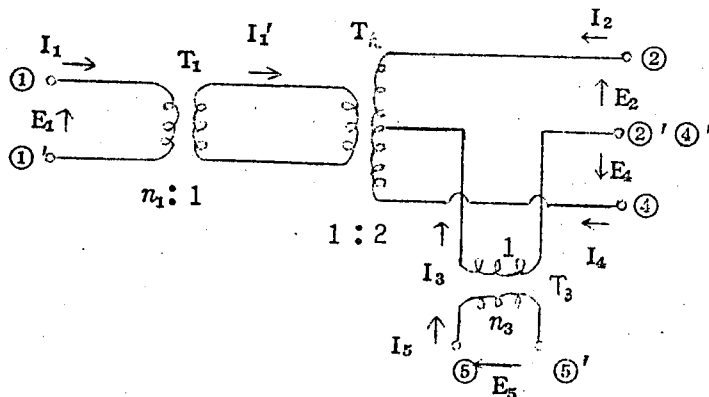
次に共軛端子（テレビジョンの場合は映像端子と音声端子）の漏洩は第3.7図の変成比  $1:\beta$  の変成器  $T_{\theta 1}$ ,  $T_{\theta 2}$  によるものであり、 $\beta$  が小さければ漏洩量も小さい事がわかる。而るに(3.6)式より  $\beta = C_{11}/(C_{11} + 2C_{22})$  であるから漏洩は導体①と接地間の容量  $C_{11}$  の大いさに関係し又この  $C_{11}$  はスリットの巾が小である程小さいから、スリットの巾の大小により漏洩の大小が定まる事も了解出来る。

### 3.2.2. S行列表示とブリッジの性質

スロットブリッジのA部分における中心導体①と接地間の容量  $C_{11}$  が無視出来る理想の場合について考察する。この時は、(3.6)式により  $\beta = 0$  となる。次に端子③③' より  $\frac{1}{4}$  波長電源側に近い断面を端子⑤⑤' とすると、ブリッジの等価回路は第3.8図の様になり、こゝで中心周波数のみを考察すると  $W_3''$ ,  $W_2$  の影響はなくなるから、その等価回路は第3.9図の様になる。同図において、 $T_1$ ,  $T_3$  は一次二次の変成比が夫々



第3.8図 スロットによる結合を無視し、且端子③③' を  $\frac{1}{4}$  波長電源側に延長した場合の等価回路



第 3.9 図 第 3.8 図において中心周波数の  
みを取扱った場合の等価回路

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= \pm \frac{W_1'}{W_1} \\ n_3 &= \pm \frac{W_3'}{W_3} \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

である事は容易に計算出来る。

第 3.9 図において電圧電  
流の関係式をたてると

$$\frac{E_1}{n_1} + E_2 + \frac{E_5}{n_3} = 0$$

$$\frac{E_1}{n_1} - \frac{E_5}{n_3} - E_4 = 0$$

$$n_1 I_1 - I_2 + I_4 = 0$$

$$I_2 - n_3 I_5 + I_4 = 0$$

の四式をうる。さて①⑤②④端子の波動抵抗を  $W$  とし、 $i$  端子の進行波反射波を  $a_i, b_i$  とすれば

$$E_i = a_i + b_i \quad I_i = \frac{a_i}{W} - \frac{b_i}{W}$$

の関係があるからこれを上式に代入し  $b_i$  を  $a_i$  にして表すと

$$b_1 = \frac{\frac{2}{n_1} + n_3}{\Delta} \left\{ \left( n_1 - \frac{2}{n_1} \right) a_1 - 2a_2 + 2a_4 \right\}$$

$$b_2 = \frac{1}{\Delta} \left\{ 2 \left( n_3 + \frac{2}{n_3} \right) a_1 + \left( n_1 n_3 - \frac{4}{n_1 n_3} \right) a_2 + 2 \left( n_1 + \frac{2}{n_1} \right) a_5 + 2 \left( \frac{n_3}{n_1} - \frac{n_1}{n_3} \right) a_4 \right\}$$

$$b_5 = \frac{-\left( \frac{2}{n_1} + n_1 \right)}{\Delta} \left\{ -2a_2 + \left( n_3 - \frac{2}{n_3} \right) a_5 - 2a_4 \right\}$$

$$b_4 = \frac{1}{\Delta} \left\{ -2 \left( n_3 + \frac{2}{n_3} \right) a_1 + 2 \left( \frac{n_3}{n_1} - \frac{n_1}{n_3} \right) a_2 + 2 \left( n_1 + \frac{2}{n_1} \right) a_3 + \left( n_1 n_3 - \frac{4}{n_1 n_3} \right) a_4 \right\}$$

$$\Delta = - \left( n_1 + \frac{2}{n_1} \right) \left( n_3 + \frac{2}{n_3} \right)$$

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

の如く表す事が出来る。ここで各端子を整合すると  $S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0$  <sup>(26)</sup> となるのでこの為には

$$n_1 = n_3 = \pm \sqrt{2}$$

が必要である。之を上式に代入すると

$$S = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & +\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \end{bmatrix} \quad \text{-----} \quad (3.9)$$

を得る。さて、端子⑤を③に移動すると  $a_5 = j a_3$ ,  $b_3 = j b_5$  の関係があるから入力端子⑤を③に移動すると

$$S = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & +\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -j\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & -j\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -j\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -j\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

のS行列をうる。これより次の性質がわかる。

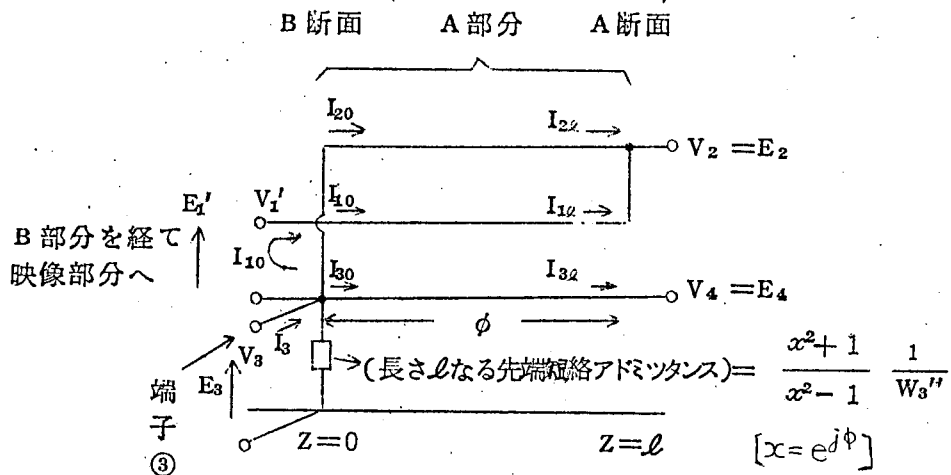
- (1) 第1列より解る事は、①端子への入射波は④端子に同相で②端子に逆相で現れる。  
夫等の大いさは何れも  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  である。
- (2) 第3列より解る事は③端子への入射波は②④端子何れにも  $90^\circ$  おくれて現れ、それらの大いさは何れも  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  である。
- (3) 各端子とも整合している。
- (4) ①への入射波は③に現れず③への入射波は①に現れない。即ち①③端子は共軛である。

以上の様なブリッジとしての基本的な性質を表現している。

### 3.3. 共軛端子間の漏洩について<sup>(5)</sup> (テレビジョンの場合は映像音声間の漏洩)

第3.7図の等価回路より明かな様に変成比  $\beta:1$  をもつ変成器  $T_{\beta 1}$ ,  $T_{\beta 2}$  により①端子と③端子と結合しており、これが共軛端子間の漏洩を支配している。以下この大いさ並びにその周波数特性を検討する。先ず第3.1図の  $m$ ,  $n$  点の間に起電力  $E_1'$  を加えた時端子③に現れる電圧を計算する。今A部分の電気角を  $\phi$  とし(中心周波数に於ては  $\frac{\pi}{2}$  ラジアン)②④③端子を波動抵抗  $W$  で終端した場合の、端子③の電圧  $E_3$  を求める。

今第3.10図の様にブリッジのA部分のみを取り出して考える。同図に於て示す様にB断面に於て導体①②③を流れる電流を  $I_{10}$   $I_{20}$   $I_{30}$  とし同様にA断面に於る夫々を  $I_{1\phi}$   $I_{2\phi}$   $I_{3\phi}$  とすると、これらは各導体の電圧(大地に対する)の進行波、反射波により



第3.10図 A部分の電流電圧を示す図

$$\left. \begin{aligned} \begin{bmatrix} I_{10} \\ I_{20} \\ I_{30} \end{bmatrix} &= \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \begin{bmatrix} C'_{11} & C'_{12} & C'_{12} \\ C'_{12} & C'_{22} & C'_{23} \\ C'_{13} & C'_{23} & C'_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ - V_1^- \\ V_2^+ - V_2^- \\ V_3^+ - V_3^- \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} I_{1\ell} \\ I_{2\ell} \\ I_{3\ell} \end{bmatrix} &= \frac{k}{\omega \mu \epsilon} \begin{bmatrix} & & \\ & // & \\ & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ e^{-jk\ell} - V_1^- e^{jk\ell} \\ V_2^+ e^{-jk\ell} - V_2^- e^{jk\ell} \\ V_3^+ e^{-jk\ell} - V_3^- e^{jk\ell} \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

(3.11) 式により表はされる。しかるに導体①②③における電圧を第3.10図で示すと

$$V_1' = V_1^+ + V_1^-$$

$$V_3 = V_2^+ + V_2^- = V_3^+ + V_3^-$$

$$V_2 = V_2^+ e^{-jk\ell} + V_2^- e^{jk\ell} = V_1^+ e^{-jk\ell} + V_1^- e^{jk\ell}$$

$$V_4 = V_3^+ e^{-jk\ell} + V_3^- e^{jk\ell}$$

なる故これらの式より進行波反射波を  $V_1' V_2 V_3 V_4$  で表すと

$$\left. \begin{aligned} V_1^- &= \frac{V_1 - V_2 e^{j\phi}}{1 - e^{2j\phi}} \quad V_2^- = \frac{V_3 - V_2 e^{j\phi}}{1 - e^{2j\phi}} \quad V_3^- = \frac{V_3 - V_4 e^{j\phi}}{1 - e^{2j\phi}} \\ V_1^+ &= \frac{V_2 - V_1 e^{j\phi}}{1 - e^{2j\phi}} e^{j\phi}, \quad V_2^+ = \frac{V_2 - V_3 e^{j\phi}}{1 - e^{2j\phi}} e^{j\phi}, \quad V_3^+ = \frac{V_4 - V_3 e^{j\phi}}{1 - e^{2j\phi}} e^{j\phi} \end{aligned} \right\} \quad (3.12)$$

[但  $\phi = k\ell$ ]

となる。又電流電圧の境界条件として

$$\left. \begin{aligned} I_{10} + I_{20} + I_{30} &= I_3 & I_{10} &= I_1 \\ I_{20} + I_{10} &= -I_2 & I_{30} &= -I_4 \\ V_1' &= E_1' + E_3 & V_3 &= E_3 & V_2 &= E_2 & V_4 &= E_4 \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

の関係がある。(3.12)(3.13)を(3.11)に代入し、且

$$C_{11}' = C_{11} + 2C_{12}, \quad C_{22}' = C_{12} + C_{23} + C_{22}, \quad C_{12}' = -C_{12}, \quad C_{23}' = -C_{23}$$

の関係を代入すると

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix} = [Y] \begin{bmatrix} E_1' \\ E_2 \\ E_3 \\ E_4 \end{bmatrix} \quad \text{--- (3.14)}$$

$$[Y] = \frac{k}{1 - \chi^2} \begin{bmatrix} -(1 + \chi^2)(C_{11} + 2C_{12}), & 2\chi(C_{11} + C_{12}), & -(1 + \chi^2)C_{11}, & -2\chi C_{12} \\ 2\chi(C_{11} + C_{12}), & -(1 + \chi^2)(C_{11} + C_{12} + C_{22} + C_{23}), & 2\chi(C_{11} + C_{22}), & (1 + \chi^2)(C_{12} + C_{23}) \\ -(1 + \chi^2)C_{11}, & 2\chi(C_{11} + C_{22}), & -(1 + \chi^2)(C_{11} + 2C_{22}), & 2\chi C_{22} \\ -2\chi C_{12}, & (1 + \chi^2)(C_{12} + C_{23}), & 2\chi C_{22}, & -(1 + \chi^2)(C_{12} + C_{23} + C_{22}) \end{bmatrix}$$

(但  $\chi = e^{j\phi}$ )

(3.14)式をうる。今端子③④を波動抵抗  $W = \frac{1}{G}$  で終端した場合を考える。第3.7図の等価回路で明かな様に端子③には並列に長さ  $l$  で波動抵抗  $W'$  の線路が入っている為(B部分に於て入るもの)これを考慮すると結局端子③には  $Y' = G + \frac{\chi^2 + 1}{\chi^2 - 1} \frac{1}{W_3'}$  のアドミタンスがつながる事になる。故にこの様な場合には  $-I_2 = G E_2$ ,

$$-I_4 = G E_4, \quad -I_3 = Y' E_3 \quad \text{の関係があるからこれを(3.14)}$$

式に代入すると

$$-y_{12} E_1' = (G + y_{22}) E_2 + y_{23} E_3 + y_{24} E_4$$

$$-y_{13} E_1' = y_{23} E_2 + (Y' + y_{33}) E_3 + y_{34} E_4$$

$$-y_{14} E_1' = y_{24} E_2 + y_{34} E_3 + (G + y_{44}) E_4$$

となる。ここで  $y_{ij}$  は  $[Y]$  の要素を示す。

次に

$$\frac{E_3}{E_1'} = \frac{-1}{\Delta} \begin{vmatrix} y_{22} + G & y_{12} & y_{24} \\ y_{23} & y_{13} & y_{34} \\ y_{24} & y_{14} & y_{44} + G \end{vmatrix}$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} G + y_{22} & y_{23} & y_{24} \\ y_{23} & Y' + y_{33} & y_{34} \\ y_{24} & y_{34} & G + y_{44} \end{vmatrix}$$

をうる。これをとくと

$$\frac{E_3}{E_1'} = \frac{Y}{X}$$

$$X = -(1+\chi^2)^3 \left( \frac{W}{W_3''} + \frac{2W}{W_{22}} \right) \left( \frac{2W}{W_{12}} + \frac{2W}{W_{23}} + \frac{W}{W_{22}} \right) \frac{W}{W_{22}} + (1+\chi^2)^2 (1-\chi^2) \left\{ \left( \frac{2W}{W_{12}} + \frac{2W}{W_{23}} + \frac{W}{W_{22}} \right) \left( \frac{W}{W_3''} + \frac{3W}{W_{22}} \right) + \frac{W}{W_{23}} \left( \frac{W}{W_3''} + \frac{2W}{W_{22}} \right) \right\} - 2(1+\chi^2)(1-\chi^2)^2 \left( \frac{W}{W_{12}} + 2\frac{W}{W_{22}} + \frac{W}{W_{23}} + \frac{W}{2W_3''} \right) + 8\chi^2(1+\chi^2) \frac{W^2}{W_{22}^2} \left( \frac{2W}{W_{12}} + \frac{2W}{W_{23}} + \frac{W}{W_{22}} \right) + (1-\chi^2) \left\{ (1-\chi^2)^2 - 8\chi^2 \frac{W^2}{W_{22}^2} \right\}$$

$$Y = -\frac{W}{W_{11}} \left[ -(1+\chi^2)^3 \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{W}{W_{23}} + \frac{W}{W_{22}} \right) \frac{W}{W_{22}} + 2(1+\chi^2)^2 (1-\chi^2) \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{W}{W_{22}} + \frac{W}{W_{23}} \right) + \right.$$

$$\left. 4\chi^2(1+\chi^2) \frac{W}{W_{22}} \left( \frac{W}{W_{22}} + \frac{2W}{W_{23}} + \frac{3W}{W_{12}} \right) - (1+\chi^2)(1-\chi^2)^2 - 4\chi^2(1-\chi^2) \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{W}{W_{22}} + \frac{W}{W_{11}} \right) \right] \quad (3.15)$$



となる。以下(3.15)式に基いて検討する。

### 3.3.1. 中心周波数に於る漏洩量

中心周波数においては(3.15)式において $\omega = j$  を代入すれば得られ

$$\left| \frac{E_3}{E_1} \right|_{(\omega=j)} = \frac{\frac{W}{W_{11}} \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{W}{W_{22}} + \frac{W}{W_{11}} \right)}{1 + 2 \left( \frac{W}{W_{22}} \right)^2}$$

となる。しかるに第3.7図において端子①の電圧を $E_1$  とすると  $\frac{E_1'}{E_1} = \frac{W_1'}{W}$  の関係があり、これを上式に代入すると

$$\left| \frac{E_3}{E_1} \right|_{(\omega=j)} = \frac{\frac{W_1'}{W_{11}} \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{W}{W_{22}} + \frac{W}{W_{11}} \right)}{1 + 2 \left( \frac{W}{W_{22}} \right)^2} \quad (3.16)$$

(3.16)式をうる。今これをデシベルで示したものを漏洩量 $\alpha$ と定義すると

$$\alpha = 20 \log_{10} \frac{\frac{W_1'}{W_{11}} \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{W}{W_{22}} + \frac{W}{W_{11}} \right)}{1 + 2 \left( \frac{W}{W_{22}} \right)^2} \quad (3.17)$$

となる。通常は $W_{11} \gg W_{12}$  ,  $W_{22}$  の関係を満足しており、又この様な場合には、第3.7図において

$$\text{端子①の整合の条件から} \quad W_1' = \sqrt{2} \quad W_1 \div \frac{W_{12}}{\sqrt{2}}$$

$$\text{端子③の整合の条件から} \quad \frac{W}{\sqrt{2}} = W_3 \div \frac{W_{22}}{2}$$

の関係があるので、これらを(3.17)式に代入すると

$$\alpha = 20 \log_{10} \frac{W_{12}}{2\sqrt{2} W_{11}} \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \quad (3.18)$$

(3.18)式をうる。さて $W_{11}$   $W_{12}$   $W_{22}$  はA部分の断面を表す所の第3.2図に於て、各 $C_{11}$   $C_{12}$   $C_{22}$  に対するTEM波の波動抵抗であり、次にこれを求める

第3.2図において、 $r_a < r < r_b$  ,  $r_b < r < r_c$  の二つの領域において円筒座標のラプラスの方程式をたて、両者を $r = r_b$  に於る境界条件で接続して計算を行い、 $0 \ll 1$  の近似を行うと、各部分容量 $C_{ij}$  及びこれらに対する波動抵抗 $W_{ij}$  は

$$\left. \begin{aligned}
 C_{11} &= \frac{2.92 \theta^2 \epsilon_0}{\pi \left( \ln \frac{r_b}{r_a} \right) \left( \ln \frac{r_c}{r_b} \right)} \quad \text{F/cm} \\
 C_{12} &= \frac{\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left\{ 1 - \frac{4 \theta^2}{2.74} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right) \right\} \quad \text{F/cm} \\
 C_{22} &= \frac{\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \left\{ 1 - \frac{4 \theta^2}{2.74} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right) \right\} \quad \text{F/cm} \\
 W_{ij} &= \frac{10^{-8}}{3 C_{ij}} \quad \text{ohm}
 \end{aligned} \right\} \quad (3.19)$$

(3.19) 式の如くなる。(C<sub>ij</sub> の計算過程は附録 4 参照)。

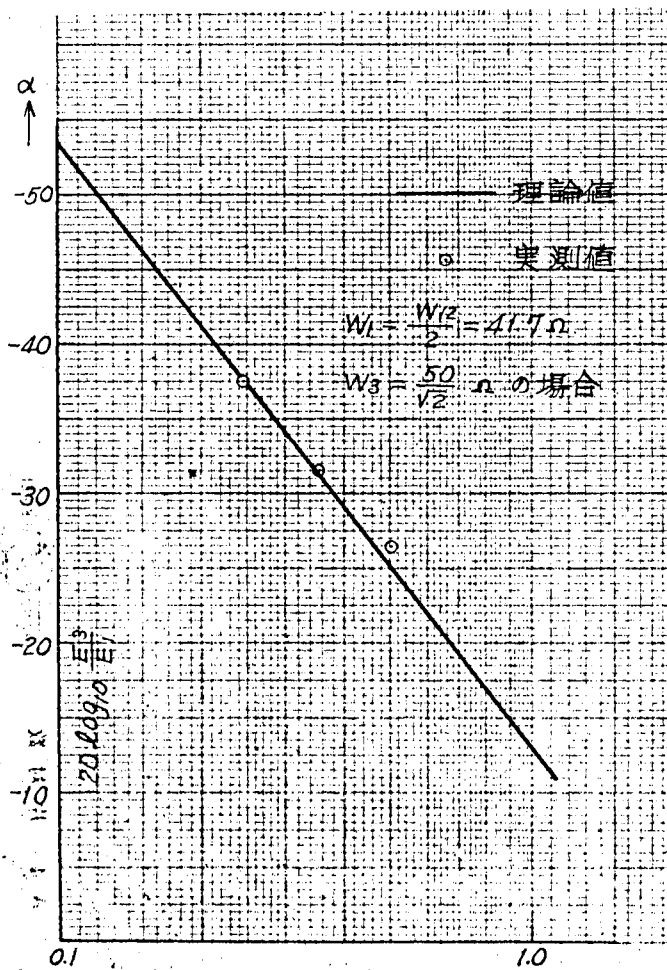
(3.19) 式の結果を(3.18)式に代入すると

$$\begin{aligned}
 d &= 20 \log_{10} \frac{2.92 \theta^2 \left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right)}{\pi^2 \left( \ln \frac{r_c}{r_b} \right) 2 \sqrt{2}} \\
 &= 20 \log_{10} 0.105 \frac{\left( \frac{W}{W_{12}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \theta^2}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \quad \text{--- (3.20)}
 \end{aligned}$$

となる。(3.20) 式からわかる事は、スリット角度が小さくなればその二乗に比例し、

又  $\ln \frac{r_c}{r_b}$  が大になればそれに逆比例して、漏洩量も小さくなる事がわかる。

実例として  $W_{12} = 83.4 \Omega$   $\ln \frac{r_b}{r_c} = 0.632$   $W = 50 \Omega$  の場合を計算すると第 3.11 図の様になる。同図より、漏洩量を -40 db 以内に止める為には、スリットの角度は、約  $2\theta \leq 0.4$  ラジアンにすればよい事がわかる。色々のスリット角のものにつき実測した結果、同図丸印に示す如く、殆んど理論値と一致している。



オ3.11図 漏洩量 $\alpha$ と $\theta$ との関係

### 3.3.2 漏洩量の帯域特性

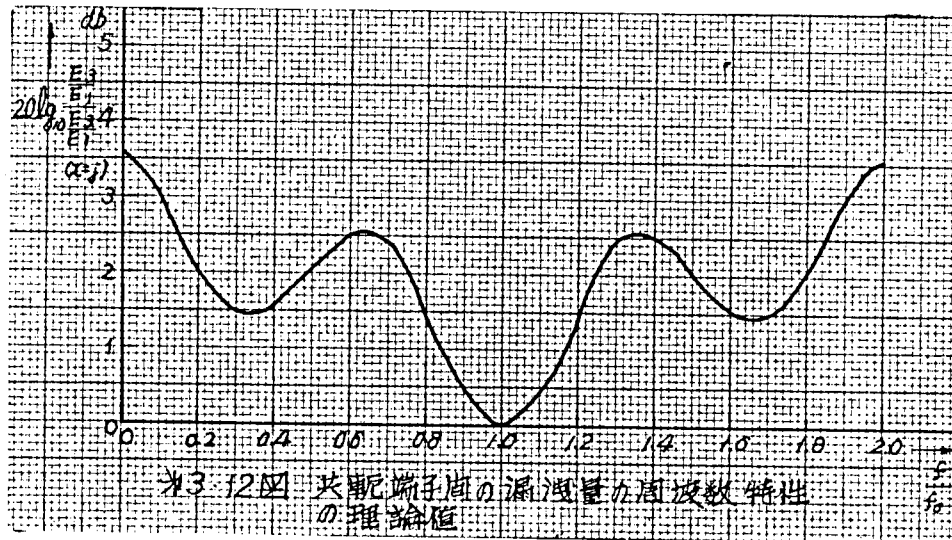
(3.15)式により計算すれば求まり、今実際の値を入れて検討する事にする。3.2.1の場合と同様に、 $W_{12}=83.4\Omega$   $W_{22}=\sqrt{2}W=70.7\Omega$ とする。さて $\theta=0.13$ ラジアンとすると $W_2=64\Omega$ となり、これを<sup>(27)</sup>(3.5)式に代入して $W_{23}$ を求めると $W_{23}=390\Omega$ となる。この様な状態における漏洩量を中心周波数におけるものに規準化して求めて見る。

今(3.15)式により上記の数値を代入すると

$$20 \log_{10} \frac{\left| \frac{E_2}{E_1} \right|}{\left| \frac{E_3}{E_1} \right|_{(x=j)}} = 20 \log_{10} \left\{ \frac{-7.47x^6 + 12.47x^4 + 5.25x^2 + 1.31}{-19.146x^6 + 0.304x^4 + 2.464x^2 - 0.986} \right\} \quad (3.21)$$

$$x = e^{j\phi}$$

(3.21)式をうる。この周波数特性を計算して図示すると第3.12図の様に、全ての周波数帯にわたって漏洩量は、中心周波数の夫からわずかに数dbの違いしか生じない事がわかる。

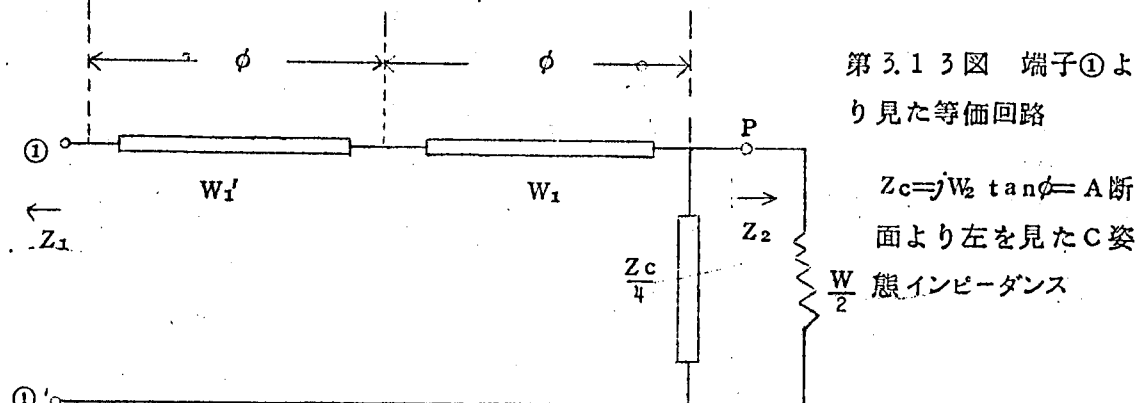


### 3.4. ブリッジの整合周波数特性<sup>(4)</sup>

#### 3.4.1. 端子①（映像端子）の整合特性

前項でのべた様にスロットの角度が0.4ラジアン以下である場合は共軛端子間の漏洩量は-40db以下である為、結合を無視して検討しうる。さて、端子②④が波動抵抗で終端されている時、端子①の整合帯域特性につき検討を行う。第3.8図において端子②④が波動抵抗 $W$ で終端されている時 ①①'（端子①）から見た特性は、第3.13図の様になり、 $W_1$   $W_1'$  の $\frac{\lambda}{4}$ 線路により整合をとっている。

〔但  $\frac{\lambda}{4}$  は中心周波数に於ける長さを示す。尚以下本論文において使用する $\frac{\lambda}{4}$ 線路という言葉は中心周波数において $\frac{\lambda}{4}$ 長の線路を意味する。〕



この場合、中心周波数のみを考えると  $Z_0 = \infty$  となる為、 $W_1'/W_1 = \sqrt{2}$  の関係さえあれば整合がとれるが、これをなるべく広帯域にわたって整合させようとする、 $W_1$  には最適値を与えなければならない。以下これをのべる。

今第3.13図において端子①と端子P間の四端子定数  $A B C D$  を求めると

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \phi (1 + 4 \frac{W_1 + W_1'}{W_2}) - \frac{W_1'}{W_1} \sin^2 \phi & j(W_1 + W_1') \sin \phi \cos \phi \\ j(\frac{1}{W_1} + \frac{1}{W_1'} + \frac{4W_1}{W_2 W_1'}) \sin \phi \cos \phi + \frac{4 \cos^2 \phi}{j W_2 \sin \phi} & -\frac{W_1'}{W_1} \sin^2 \phi + \cos^2 \phi \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

となる。さて入力内部抵抗  $W$  なる電源より負荷抵抗  $\frac{W}{2}$  に供給されうる最大電力を  $P_0$  とし電源と負荷との間に第3.13図の様な回路が挿入された時の供給電力を  $P_L$  とすると、電力損失比  $P_0/P_L$  は次式で表される。<sup>(28)</sup>

$$\frac{P_0}{P_L} = 1 + \frac{1}{8} \left\{ (A - 2D)^2 - \left( \frac{2}{W} B - C W \right)^2 \right\} \quad \text{-----} \quad (3.23)$$

しかるに端子の反射係数を  $\Gamma$  とすれば

$$\frac{P_0}{P_L} = \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} \quad \text{又} \quad SWR = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} = 1 + \Delta \gamma \quad \text{とすると}$$

$$\frac{P_0}{P_L} = 1 + \frac{\Delta \gamma^2}{4} \frac{1}{1 + \Delta \gamma} \approx 1 + \frac{\Delta \gamma^2}{4} \quad \{ \Delta \gamma \ll 1 \text{ の時} \}$$

従つて(3.23)式の第2項を考察すれば定在波比が考察出来る。(3.22)を(3.23)式に代入すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{P_0}{P_L} &= 1 + \frac{\sin^4 \phi}{8} \left\{ A_6 \lambda^6 + A_4 \lambda^4 + A_2 \lambda^2 \right\} \\ A_6 &= 16 \frac{W^2}{W_2^2} \\ A_4 &= \left( 4 \frac{W_1 + W_1'}{W_2} - 1 \right)^2 + 8 \frac{W(W_1 + W_1')}{W_2} \left( \frac{2}{W} - \frac{W}{W_1 W_1'} \right) \\ A_2 &= \left\{ (W_1 + W_1') \left( \frac{2}{W} - \frac{W}{W_1 W_1'} \right) - \frac{W W_1}{W_2 W_1'} \right\}^2 \\ \lambda &= \cot^2 \phi \end{aligned} \right\} \quad (3.24)$$

となる。故に中心周波数即ち  $\phi = \frac{\pi}{2}$  附近で定在波比をなるべく広帯域に良くする為には、 $\Lambda_2 = 0$  としなければいけない。勿論 (3.24) 式の係数を適当に設計する事により Tchebyscheff 型にする事も出来るが、一応簡単な場合として Wagner 型のものを検討する。従つて

$$(\overline{W}_1 + \overline{W}_1') \left( \frac{2}{W} - \frac{W}{\overline{W}_1 \overline{W}_1'} \right) = \frac{W \overline{W}_1}{W_2 \overline{W}_1'} \quad \text{をうる。}$$

又中心周波数の変成器の条件より

$$\frac{\overline{W}_1}{\overline{W}_1'} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

があるからこれらより  $\overline{W}_1, \overline{W}_1'$  をとくと

$$\left. \begin{aligned} \overline{W}_1' &= W \left( 0.1035 a + \sqrt{0.706 + 0.0108 a^2} \right) \\ \overline{W}_1 &= \overline{W}_1' \frac{1}{\sqrt{2}} \\ a &= 4 \frac{W}{W_2} \end{aligned} \right\} \text{----- (3.25)}$$

をうる。今特別の例として  $W_2 \rightarrow \infty$  の場合を考えると

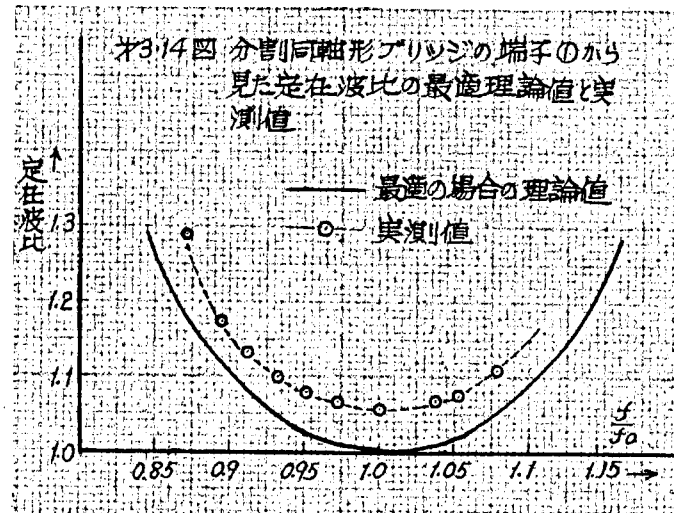
$$a = 0 \text{ となり} \quad \overline{W}_1' = \frac{W}{2\sqrt{2}} \quad \overline{W}_1 = \frac{W}{2\sqrt{2}} \quad \text{となり}$$

(29)  
Slator の求めた条件 と一致する。

今参考のために従来使用されていた分割同軸形ブリツジの定数とその定在波比の実測値を検討して見る。従来のもは  $\theta = 0.13$  ラジアンのもを使用しており、又  $W = 51.5 \Omega$   $\overline{W}_1' = 63 \Omega$   $r_a = 19.2 \text{ mm}$   $r_b = 76.9 \text{ mm}$   $r_c = 149.2 \text{ mm}$  のものが用いられている。先ず  $W_2$  を求めると(27)  $W_2 = 62 \Omega$  となり、これらの値を (3.25) に代入すると  $\overline{W}_1' = 64.3 \Omega$  となる。従つて実際に使用されているものはほぼ広帯域の条件を満足している。尚定在波比の実測値を示すと第 3.14 図の丸印のようになる。又この場合の最適

理論値を(3.24)式に従って計算すると同図実線の如くなり、殆んどよく似た値になっている。

尚理論的に同図より解る如く、中心周波数より±10%以内において定在波比が1.1以



内である事が了解出来る。

上記の事よりわかる事は、映像端子の整合帯域は、スリットのインピーダンスによつておさえられ、又スリットのインピーダンスに対して最適の変成器の値が(3.25)式によつて与えられるという事である。

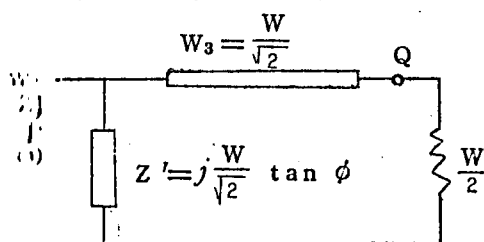
この様にスリットのインピーダンスが負荷 $\frac{W}{2}$ と並列に入る時、これを任意の純リアクタンス四端子網を用いて整合した場合、整合帯域巾は、スリットの角度が小さくなり $W_2$ が小となる程狭くなる事が云える。即ち漏洩が小さくなればなる程、整合帯域巾が狭くなる事が云える。この理由は次の通りである。

即ち端子①から見た終端インピーダンスは $\frac{W}{2}$ と $\frac{Z_c}{4}$ との並列インピーダンスであるから、帯域通過、低域通過の変換を行うと $Z_c$ の部分は単なる容量 $C'$ となる。従つて簡単の為に帯域内で反射係数が一定値 $\Gamma$ であり、帯域外では $\Gamma = 1$ と仮定するとBodeの求めた関係式<sup>(30)</sup>により(3.26)式が得られる。

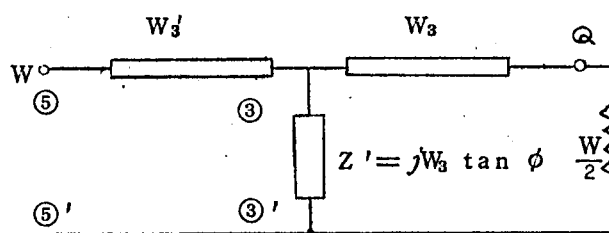
$$\Delta \omega \cdot C' \frac{W}{2} \leq \frac{\pi}{\ln \frac{1}{|\Gamma|}} \quad \left. \begin{array}{l} \Delta \omega : \text{整合帯域巾} \end{array} \right\} \quad (3.26)$$

リットルの角度  $2\theta$  が小さくなれば  $W_2$  は小となり、従つてその等価回路の  $C$  は大となり、変換した際の  $C'$  は大となるから (3.26) 式より  $\Delta\omega$  は  $C'$  に逆比例して小となる。従つて  $W_2$  に比例して整合帯域巾は狭くなる。従つて、共軛端子間の漏洩量と整合帯域巾とは相容れない関係にある事がわかる。然し、実際の値としては、 $\theta = 0.1$  ラジアンで漏洩量は  $-48.5$  db であり、この際二段変成器を用いて整合する事により、20%の帯域巾を得ているから、実用上はこの程度で満足出来る。

#### 3.4.2. 端子③ (音声端子) の整合特性



(a) 端子③より見た等価回路



(b) 端子③を広帯域化した時の等価回路

第 3.15 図 音声端子より見た等価回路網

前と同様第 3.8 図に於て②④端子が波動抵抗  $W$  で終端されている時、端子③より見た入力等価回路を示すと第 3.15 図(a)のようになる。これよりわかる様にこの入力帯域巾は、変成器 ( $W_3$  の部分) と入力端子に並列に入つた先端短絡  $\frac{\lambda}{4}$  回路の帯域により制限をうける。これを定量的に求める。

通常機構を簡単にするため、先端短絡  $\frac{\lambda}{4}$  回路の部分と変成器の部分の波動抵抗は等しく、端子③の波動抵抗を  $W$  とすると、それらは  $\frac{W}{\sqrt{2}}$  となる。したがつて、端子③と端子 Q よりなる四端子定数  $A B C D$  を計算すると

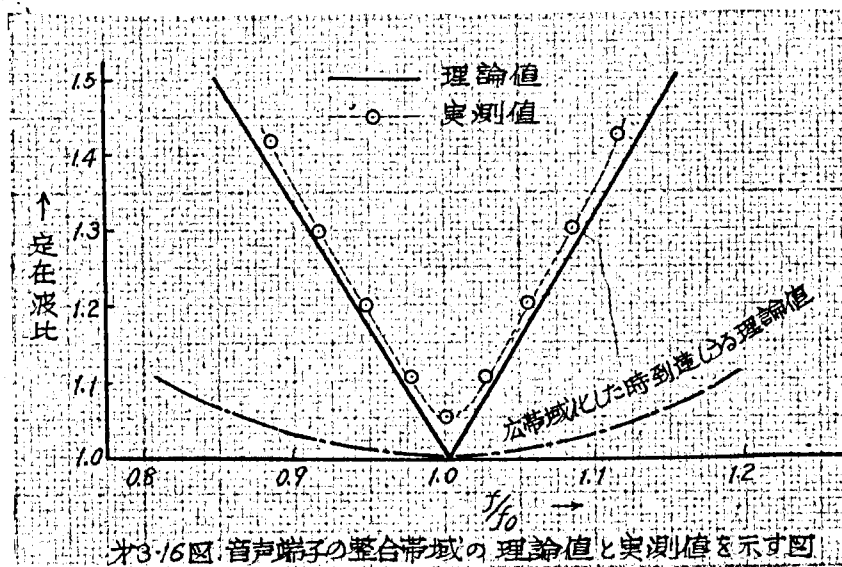
$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & j \frac{W}{\sqrt{2}} \sin \phi \\ \frac{\sqrt{2} \cot^2 \phi}{jW} + \frac{j\sqrt{2} \sin \phi}{W} & 2 \cos \phi \end{pmatrix}$$

となりこれより前と同様  $P_0/P_L$  を求め更に  $\Delta r$  を求めると

$$\Delta r \doteq \frac{3}{\sqrt{2}} \lambda \left( 1 + \frac{4}{9} \lambda^2 \right) \quad \left. \begin{array}{l} \lambda = \cot \phi \end{array} \right\} \text{----- (3.27)}$$



となり之を図示すると第 3.16 図実線の如くなる。



第 3.16 図 音声端子の整合帯域の理論値と実測値を示す図

併せて実測値を丸印で示したが、これより殆んど理論値と一致している事がわかる。

尚、この図より明かな様に端子③の定在波比 1.1 以下の帯域巾は理論的には 6 % であり端子①の約  $\frac{1}{3}$  である事がわかる。この原因は、変成器が一段である事と、更に先端短絡  $\frac{\lambda}{4}$  回路のインピーダンスが並列に入っている為である。

従つて第 3.15 図(b)の様に変成器を二段にし、これらにより先端短絡  $\frac{\lambda}{4}$  回路の影響を打消すようにすればより広帯域にする事が想像出来る。第 3.15 図(b)の端子⑤と Q からなる四端子定数 A B C D を求め更に前と同様  $P_0/P_L$  を求めると

$$\frac{P_0}{P_L} = 1 + \frac{\sin^4 \phi}{8} \lambda^2 \left\{ \left( \frac{W}{W_3} \right)^2 \lambda^4 + \left\{ \left( \frac{W_3}{W} - 3 \right)^2 + \frac{2(4W_3' + 2W_3)}{W_3} - \frac{2W^2 \left( \frac{1}{W_3} + \frac{1}{W_3'} \right)}{W_3} \right\} \lambda^2 + \left\{ \frac{4W_3' + 2W_3}{W} - W \left( \frac{1}{W_3} + \frac{1}{W_3'} \right) \right\}^2 \right\}$$

となり  $2 \frac{2W_3' + W_3}{W} = W \left( \frac{1}{W_3} + \frac{1}{W_3'} \right)$  が必要となる。尚変成器の条件より

$W_3' = \sqrt{2} W_3$  が必要となり、これら二式より  $W_3'$   $W_3$  を求めると

$$\left. \begin{aligned} W_3' &= \frac{W}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{3+\sqrt{2}}{7}} = 0.666 W \\ W_3 &= \frac{W}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{3+\sqrt{2}}{7}} = 0.472 W \end{aligned} \right\} \text{-----} (3.28)$$

が最適条件になる。この最初の項は、 $Z'$  が  $\infty$  の場合の Slaton の条件で  $\sqrt{\frac{3+\sqrt{2}}{7}}$  の係数は  $Z'$  がある為に付け加えられた補正項である。この様な条件で変成器を作った場合端子④の帯域を計算すると第 3.16 図破線の如くなり、定在波比 1.1 以下の帯域巾は約 3.5% となり、約 6 倍に拡張される事がわかる。

以上の考察により、分割同軸形ブリッジの帯域は後章でのべるハイブリッドリング型ブリッジに比較すると、相当広帯域である。この理由は分割形ブリッジは理想三巻線による等価回路をもち、その帯域は単に整合回路によるものであるのに比し、後者のものは、波の位相の打消しによりブリッジを形成している為である。

### 3.5. ブリッジの伝送周波数特性

3.4.1 でのべた様に入力帯域巾 20% に設計した際の漏洩量は -48.5 db で殆んど無視しうるから、共軛端子の漏洩を無視すると端子①又は端子⑤からの入射電力は全て端子②④に行く。従つて端子②④への伝送電力は端子①⑤の反射係数により定まり、(3.29) 式のようになる。

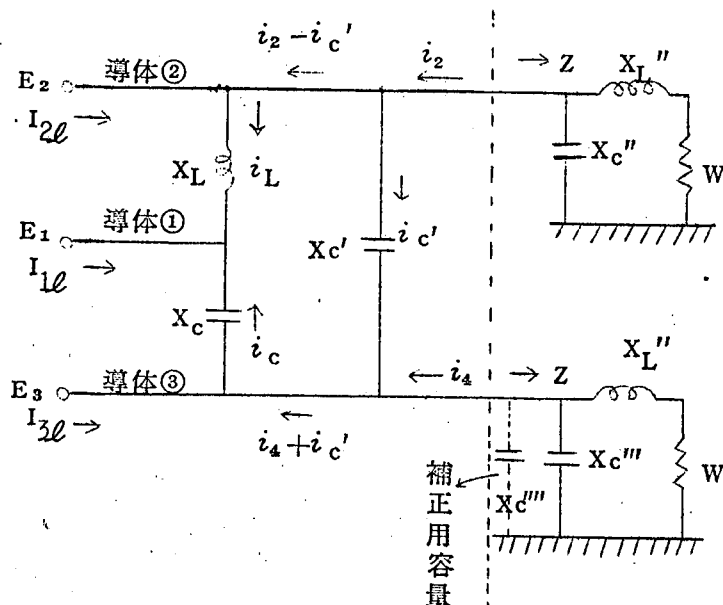
$$\frac{P_L}{P_0} = 1 - |\Gamma|^2 \text{-----} (3.29)$$

故に①、⑤からの伝送特性は①、⑤端子に於る反射係数の周波数特性により評価出来、これから伝送帯域巾は入力整合帯域巾に比例する事も容易に了解しうる。実例として、入力定在波比が 1.1 以内では  $|\Gamma| \leq 0.05$  となり、伝送損失が 0.01 db となる。この事より、入力整合特性の方が、伝送特性よりも厳しい条件にある事がわかる。

### 3.6. 浮遊容量並びに漏洩インダクタンスの影響

上記に於ては理想的なブリッジ構造をなすとして論じたが、実際の場合には、第 3.17

図の様にA断面の導体①と導体②の短絡片は漏洩インダクタンス  $X_L$  を有し、導体③と導体①との間には浮遊容量によるインピーダンス  $X_c$  をもつ。又導体②と③の間にも浮遊容量によるインピーダンス  $X_{c'}$  をもつ。尚端子②と端子④に於ては負荷  $W$  に直列に入る漏洩インダクタンス  $X_L''$  及び並列に入る浮遊容量インピーダンス  $X_{c''}$ 、 $X_{c'''}$ （この不平衡は短絡棒の浮遊容量によるものである。）があるが、端子④に補正容量を入れるとこれらは端子②④共に等しく出来るので負荷  $W$  と共に含めてこれを  $Z$  なる負荷インピーダンスとして取扱う事にする。



第 3.17 図 浮遊容量及び漏洩インダクタンスの分布する模様を示す図

(a) 端子①（映像端子）の入力インピーダンスに及ぼす影響

一応解析の簡単の為に共扼端子間の漏洩はないものとする。とA断面に於てA姿態が有する負荷アドミッタンスは

$$Y_a = \frac{4 \frac{1}{X_c X_L}}{\frac{X_c + X_L}{X_c X_L} + \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_{c'}} + \frac{2}{Z} \right)} + \frac{\frac{X_c + X_L}{X_c X_L} \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_{c'}} + \frac{2}{Z} \right)}{\frac{X_c + X_L}{X_c X_L} + \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_{c'}} + \frac{2}{Z} \right)} \quad (3.30)$$

〔  $Z_c$  : C姿態がA断面より左を見た時有するインピーダンス 〕

となり、この等価回路は第 3.18 図(a)の如くなる。

〔(3.30) 式の誘導については附録 5 参照〕

然し、導体①と導体③間の浮遊容量が小さく

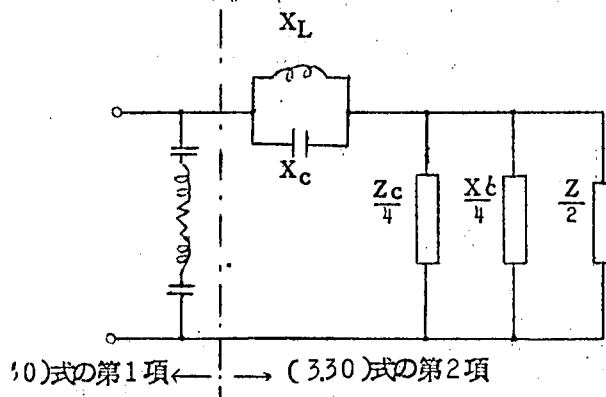
$$\frac{X_L + X_c}{4} \gg \frac{1}{\frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_c'} + \frac{2}{Z}}$$

の条件を満足する時は

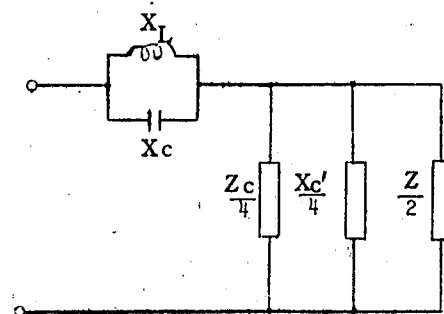
(3.30)式の第1項は第2項に比して省略出来るので

$$Y_a = \frac{\frac{X_c + X_L}{X_c X_L} \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_c'} + \frac{2}{Z} \right)}{\frac{X_c + X_L}{X_c X_L} + \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_c'} + \frac{2}{Z} \right)} \quad (3.31)$$

となり、この場合は第3.18図(b)の様な負荷インピーダンスとなる。故に端子①からの入力インピーダンスは(3.30)式又は(3.31)式のアドミッタンスが $\frac{\lambda}{4}$ 二段変成器の受端に接続された場合の入力インピーダンスとなる。従つて端子①より整合を行う為には、第3.18図の $X_c$ 、 $X_L$ 、 $X_b$ 、 $X_c'$ 、 $X_L''$ を考慮しなければならない。実際にはこの浮遊定数を第2章にのべたS曲線法により測定により求める。



(a) 断面Aに於て、A 姿態の有する負荷インピーダンス



(b) (a)に於て

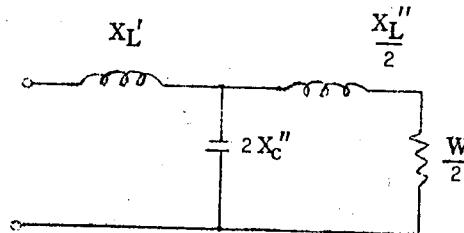
$$\frac{X_L + X_c}{4} \gg \frac{1}{\frac{4}{Z_c} + \frac{4}{Z_c'} + \frac{2}{Z}}$$

の条件下における等価回路

第3.18図 A 姿態に関する等価負荷インピーダンスを示す図

(b) ③端子（音声端子）の入力インピーダンス

B 状態に対しては導体①②③は短絡されているから A 断面より右に見た負荷は  $\frac{Z}{2}$  となり、 $Z_c$ 、 $X_c'$ 、 $X_c$ 、 $X_L$  には無関係になる。然し、第 3.1 図の機械的構造からわかる様に A 断面の附近で端子②④が左右にわかれていて、B 状態に関しては、A 断面に到るまでに漏洩インダクタンスが入ると考えられる。故に等価回路として第 3.19 図の如きものが考えられる。



第 3.19 図 断面 A において、B 状態の有する負荷インピーダンス

以上の如く、(a)項(b)項において、浮遊定数の整合に及ぼす影響を定性的にのべたが、これはあくまで物理的な考え方を示すためであつて、厳密な等価回路とは云えない。

この様な分岐部分の等価回路の精確な値は、第 2 章にのべた様な測定法により、測定して定めなければならない。実際にブリッジを作り、その分岐部分の定数を測定し、等価回路を作つた例は、次節においてのべる事にする。

(c) 出力端子の出力電圧の平衡度

第 3.17 図の様に導体①②③に流れる電流を  $I_{1\ell}$ 、 $I_{2\ell}$ 、 $I_{3\ell}$  その電位を  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $E_3$  とし、電流を各状態にわけて考えると第 1 表を参考にして

$$I_{1\ell} = \frac{E_1 - E_3}{X_c} - \frac{E_2 - E_1}{X_L} = I_a$$

$$I_{2\ell} = \frac{E_2 - E_1}{X_L} + \frac{E_2}{Z} + \frac{E_2 - E_3}{X_c'} = -\frac{I_a}{2} + I_c + \frac{I_b}{2}$$

$$I_{3\ell} = -\frac{(E_1 - E_3)}{X_c} + \frac{E_3}{Z} - \frac{E_2 - E_3}{X_c'} = -\frac{I_a}{2} - I_c + \frac{I_b}{2}$$

になる。しかるに端子①から励振した場合、端子③への漏洩を無視すれば  $I_b = 0$  となり従

つて  $I_{1\ell} + I_{2\ell} + I_{3\ell} = 0$

故に上記三式より  $E_2 = -E_3$  となる。

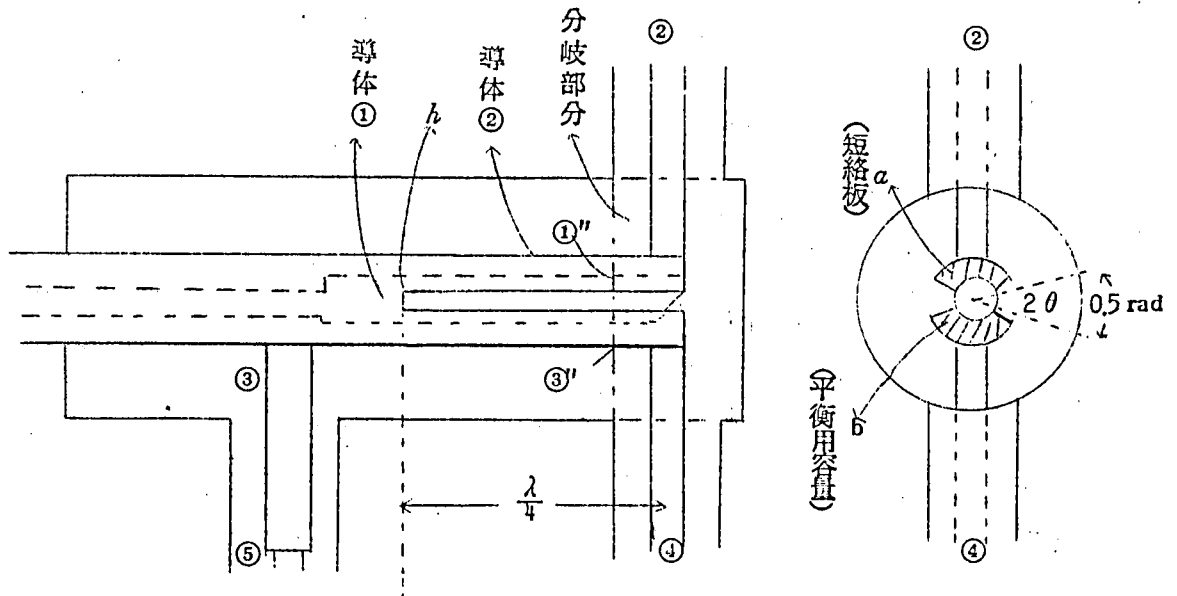
従つて端子②及び端子④の出力電圧の平衡度はこれら浮遊定数に無関係に保たれる事がわかる。

### 3.7. UHF分割同軸形ブリッジに於る浮遊リアクタンスの測定

#### 3.7.1. UHF分割同軸形ブリッジの機械的構造と等価回路網

VHF帯の構造のものは第3.1図に示しておいたが、この構造のように導体①と導体②とのA断面における短絡棒は、周波数が高くなるとその漏洩インダクタンスが現れてくる。そこでそれを減少せしめる為第3.20図に示す様な扇形の短絡板で短絡した。

次にこれに対応してついている導体bは、導体aと外壁との間にもつ浮遊容量が端子②に並列に入る為、端子④にもこれと同じ容量を入れて、対称の条件を満足させるものである。これは前節でのべた第3.17図の  $X_c'''$  に相当するものである。



第3.20図 大電力UHF用分割同軸形ブリッジ

次に通常、端子③の取り出し口は端子②④のつけねから  $\frac{\lambda}{4}$  のスリットの終りの部分につけるものであるがUHF帯になると  $\frac{\lambda}{4}$  の長さがVHF帯に比し、短くなる為と、更に大電力になると同軸の直径が大となる為、分岐部分に於て発生した高次姿態が端子③に結合し易くなる。

従つて端子①と③との間には高次姿態による結合が生じて共軛条件が成立しなくなる。その為第3.20図に示す如く、本ブリッジでは端子③を $\infty$ 点よりも更に遠ざけた所から取り出した。

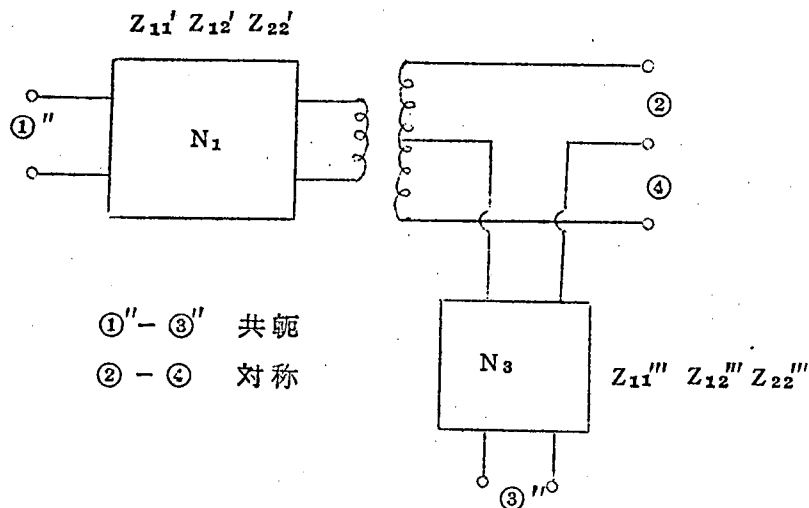
さて、UHF帯になると、分岐部分の浮遊リアクタンスの影響が非常に大きく現れて来て、端子①③の整合を行うには、先ずこの部分の等価回路を求めなければならない。

先ず第3.20図破線内の分岐部分は次の2つの実験により対称共軛回路網である事を確認する事が出来た。

実験1 先ず端子②④を波動抵抗で終端し、端子①に信号を入れて端子③に信号が現れず、②④には逆相で大いさ等しい電圧が出る。但しこの場合端子①は何ら整合している必要はない。

実験2 同様に端子③に信号を入れて端子①に信号が現れず②④端子には同相で大いさ等しい信号が生じる。この場合勿論端子③は整合している必要はない。

さて対称共軛回路網である場合には、第2章でのべた様に、理想三巻変成器と、端子①及び端子③に各々一箇の四端子網の入った回路で全ての周波数帯域にわたり表現する事が出来る。即ち第3.21図の様になる。従つて $N_1$ 、 $N_3$ の回路定数が定まればよく、これは第2章のS曲線法により精度よく測りうる。以下これの測定につきのべる。



第3.21図 対称共軛回路網の等価回路網

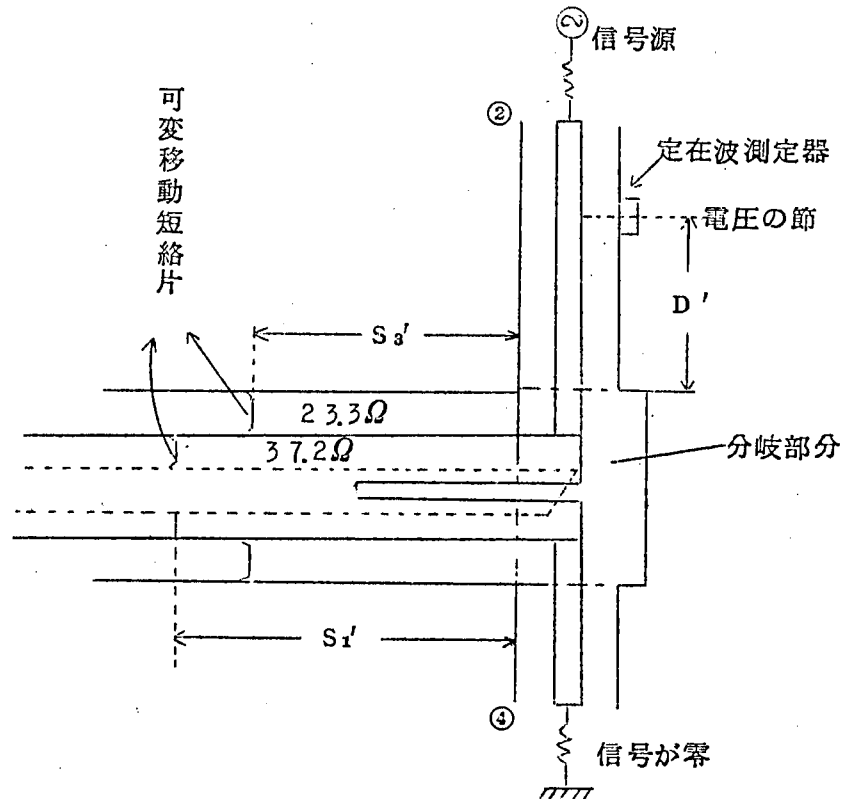
### 3.7.2 等価回路網における $N_1$ $N_3$ の回路定数の測定とその回路構成

#### (a) 回路定数の測定法

対称共軛回路網において第3.21図の $N_1$   $N_3$ の回路素子は一般に第2章 2.3.2.に於

のべた方法により測定しうる。

即ち第 3.2 2 図に示す様に端子②に定在波測定器を通して信号電源を接続する。端子④



第 3.2 2 図 S 曲線法によりブリッジ分岐部分を測定する  
方法を示す図

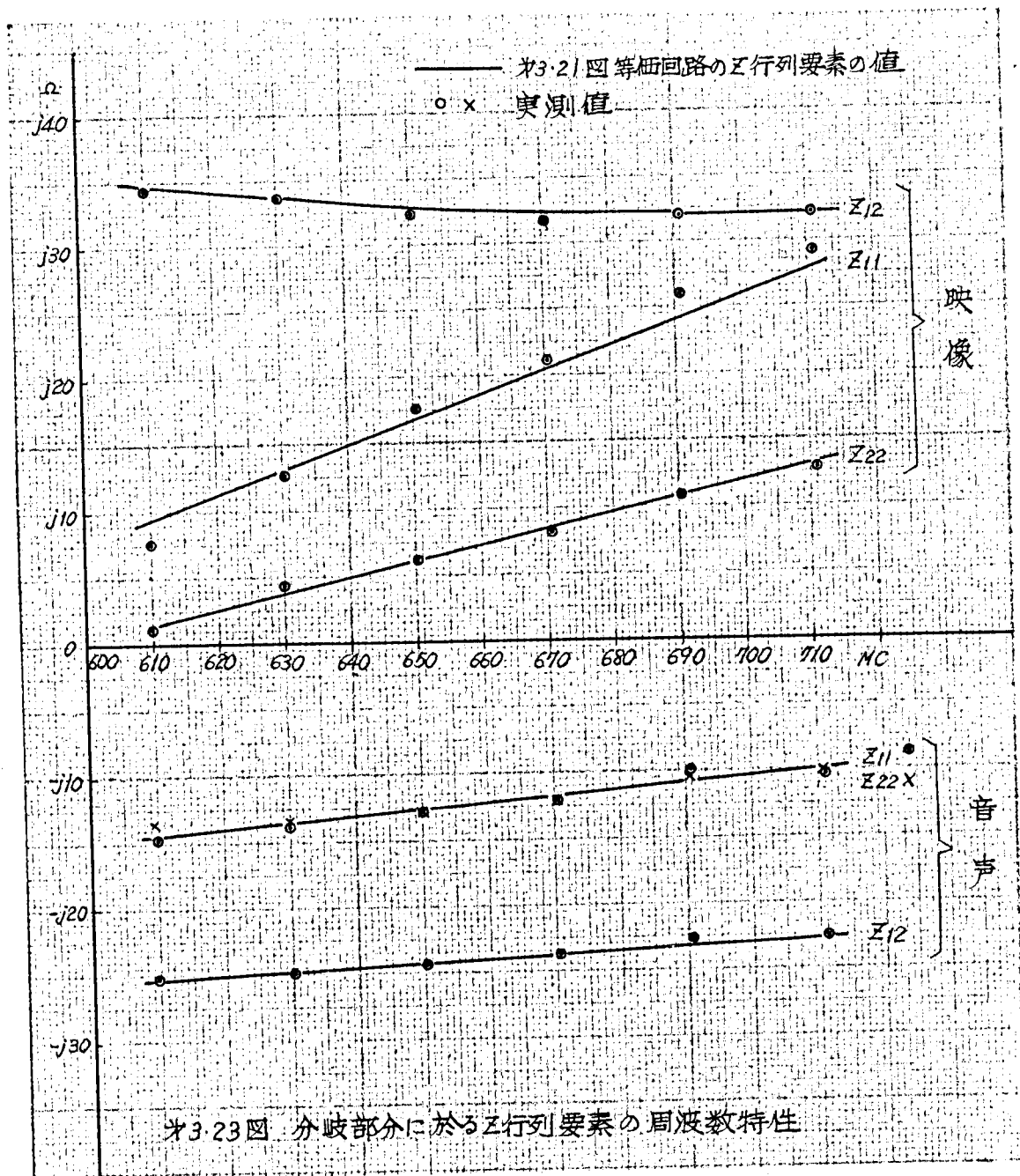
には信号検出器を取付ける。又映像信号及び音声信号の通る線路は夫々可変移動短絡板で  
移動出来る様にする。この状態で端子④の信号が零になる様に  $S_1'$   $S_3'$  を調節し、その  
時の線路②に於ける電圧の節を定在波測定器で読み基準面からの距離を  $D'$  としておく。

(但、 $D'$   $S_1'$   $S_3'$  は全て長さを管内波長で割った値)

こうして得られた  $S_1'$  と  $D'$  及び  $S_3'$  と  $D'$  は夫々 S 曲線を描きそれらのうねりの巾  
 $w_1'$  ,  $w_3'$  及び最大傾斜点  $D_{01}'$   $S_{01}'$  ,  $D_{03}'$   $S_{03}'$  を用い、( 2.1 8 ) ( 2.1 9 ) 式により、  
第 3.2 1 図の  $Z_{11}'$   $Z_{22}'$   $Z_{12}'$  及び  $Z_{11}''$   $Z_{22}''$   $Z_{12}''$  が求まる。

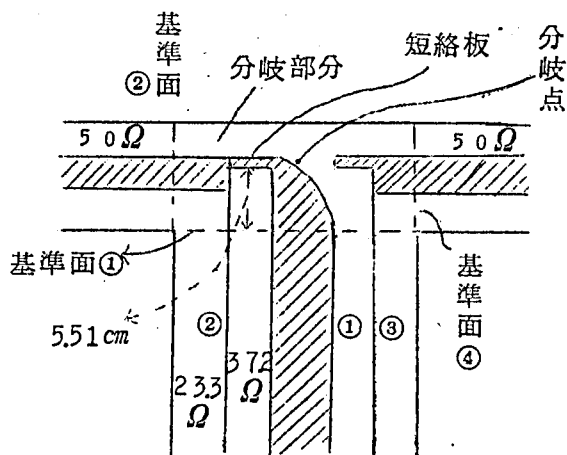
色々の周波数につき  $Z$  の値を計算し、グラフに示すと第 3.2 3 図の丸印の様になった。





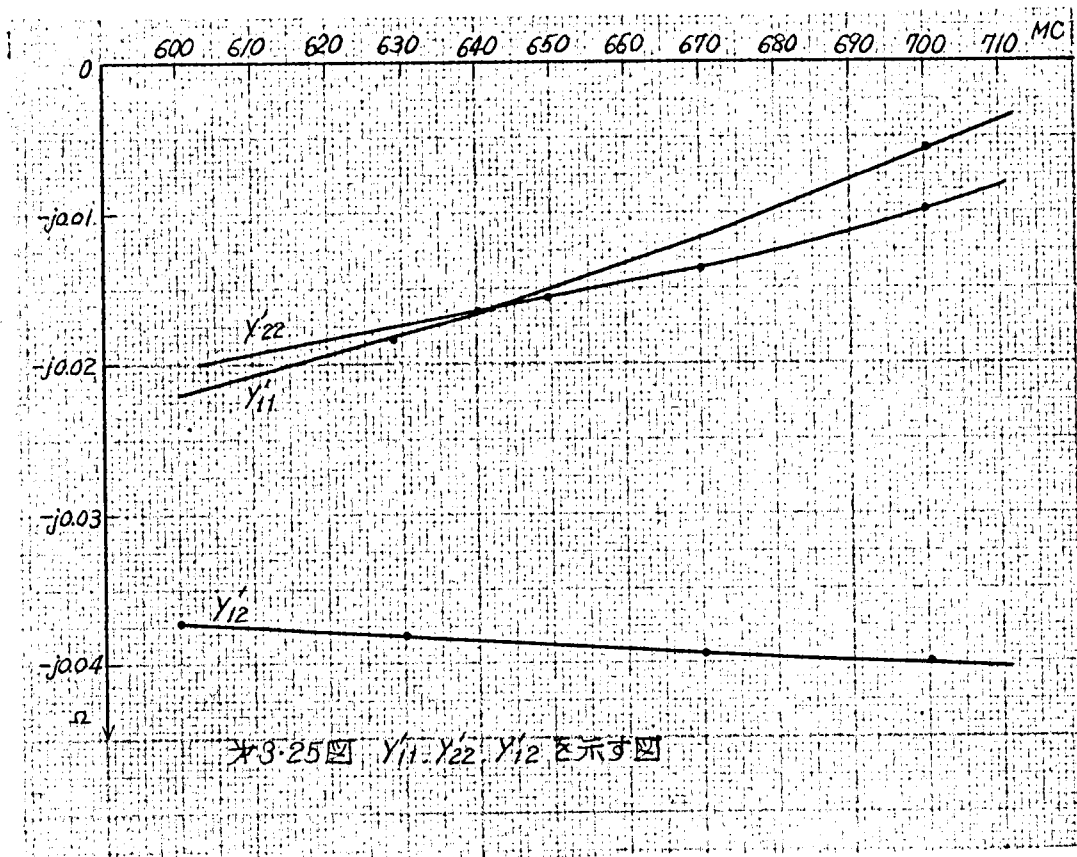
(b) 回路構成及びその物理的意味

$N_1$  回路の構成からのべる。端子①よりの電流の通路を考えるに、第3.24図の如く尖端につけた傾斜部分を無視すれば、基準面①より5.51cm奥へ進んで、そこから左右に別れて行くものと考えられる。故にまず第3.23図に示した $N_1$ のZ要素  $Z_{11}'$   $Z_{22}'$   $Z_{12}'$  から5.51cmの長さの線路を分離した残りの回路定数を求める。この回路定数をY行列要素  $Y_{11}'$   $Y_{22}'$   $Y_{12}'$  で求めると第3.25図の如くなる。しかるに導体①と外部分割導体②との短



第 3.24 図 分岐部分を示す図

絡板の漏洩インダクタンスを  $L$  とすると、3.6 でのべた様に第 3.18 図(b)の如く線路①に直列に入る。又スリットに分岐点に入るスリットインピーダンスに相当する並列同調回路は分岐点に於て線路①に並列に入る事も 3.6 でのべた。又短絡板及びそれに対向した平衡用



第 3.25 図  $Y'_{11}$ ,  $Y'_{22}$ ,  $Y'_{12}$  を示す図

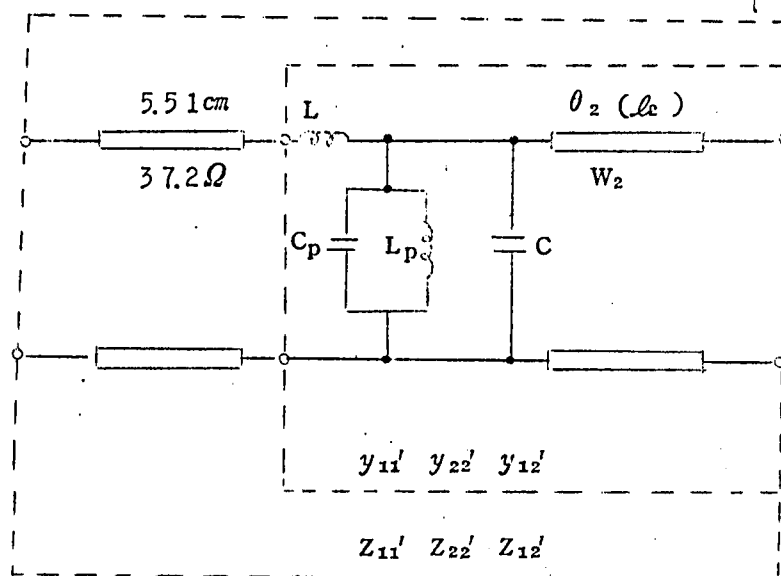
容量 (第 3.17 図に示す所の  $X_c''$  に相当する部分) はスリットインピーダンスに並列に入る。以上の様な事を考慮すると、 $y_{11}'$ ,  $y_{12}'$ ,  $y_{22}'$  に対する等価回路は第 3.26 図の点線内部の如く表現しうる。(この場合簡単の為に短絡板と平衡用容量との対向容量を省略して

考えた。)又同図点線内部にある伝送線路は①からの信号が分岐点にて左右に分れてから基準面②④に行くまでの間に相当する等価回路である。さて第3.25図の曲線に一致する様に第3.26図の浮遊定数、スリットインピーダンス、並びに伝送線路定数を未定係数法により求めると

$$\left. \begin{aligned} L &= 2.3 \times 10^{-9} \text{ H} = 2.3 \times 10^{-3} \mu \text{ H} \\ C &= 3.95 \text{ PF} \\ l_2 &= 5.8 \text{ cm} \quad (\text{波動抵抗は } 31.5 \Omega) \\ L_p &= 6.77 \times 10^{-9} \text{ H} = 6.77 \times 10^{-3} \mu \text{ H} \\ C_p &= 8.35 \text{ PF} \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

(3.32)式の値をうる。(3.32)式において  $l_2 = 5.8 \text{ cm}$  は導体①の中心と基準面②又は④との距離  $5.9 \text{ cm}$  に比し殆んど一致している事がわかる。又この部分の波動抵抗は  $31.5 \Omega$  であるが、今もし分岐点より端子②、④までの波動抵抗が線路②④と同じ  $50 \Omega$  をもつものとするれば、端子①に換算すれば  $25 \Omega$  になる筈である。しかるに測定から得た等価回路ではこれより大きい値の  $31.5 \Omega$  である事は、この部分に於て、線路②④の大地側が半分開放状態の様な構造を有している為、波動抵抗が多少高くなっているものと解釈出来る。

今(3.32)式の定数を用いて  $N_1$  の回路定数  $Z_{11}'$   $Z_{12}'$   $Z_{22}'$  を計算すると第3.23図



第3.26図  $N_1$  の等価回路網

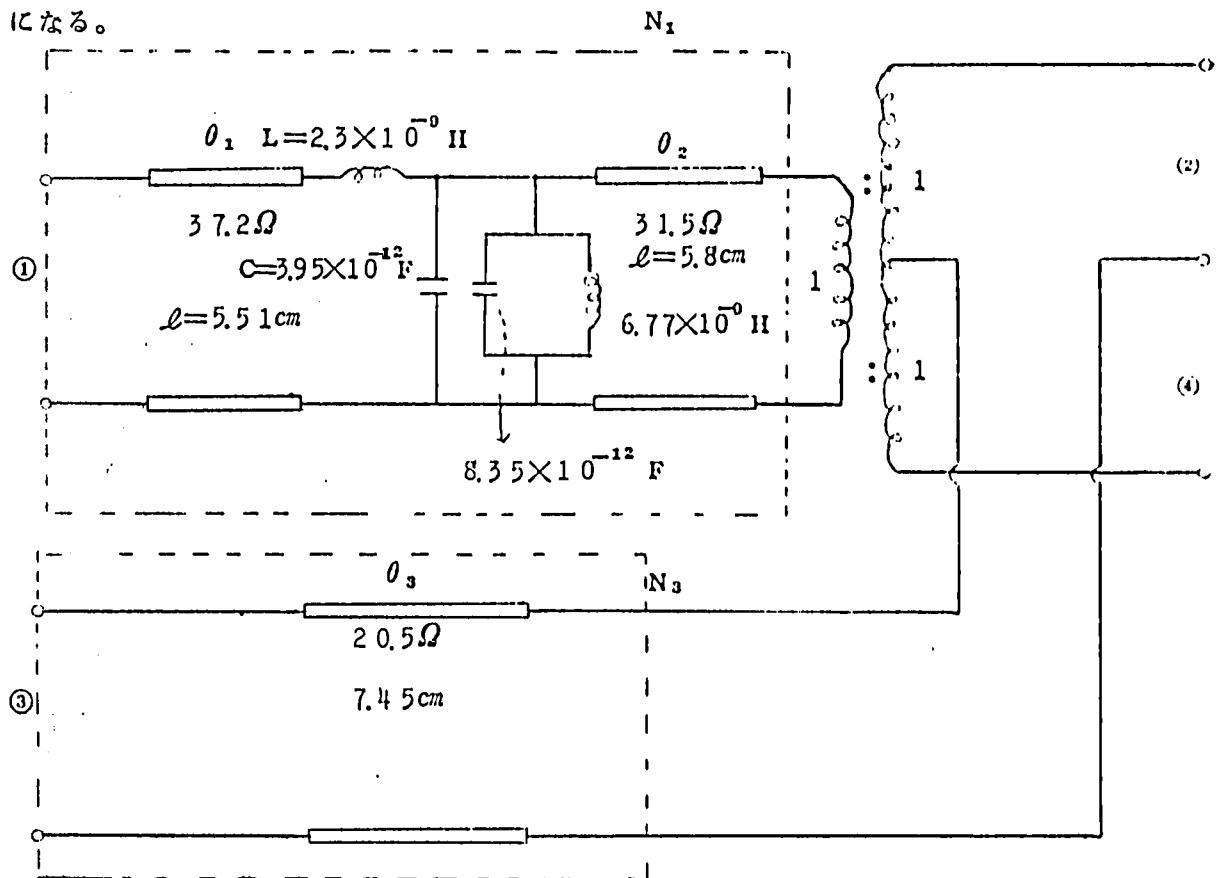
の実線の如くなる。実測値の丸印と比較する事により、よく一致している事がわかる。

次に  $N_3$  の構成につきのべる。第 3.23 図の  $Z_{11}''$   $Z_{22}''$   $Z_{12}''$  の測定値より  $Z_{11}'' \neq Z_{22}''$  なる故  $N_3$  は対称回路網である。今第 3.19 図に於て対称回路の場合を考えるとこれは一つの伝送線路で近似出来る。従つて今  $N_3$  を最も簡単な分布線路のみで構成すると仮定する。第 3.23 図の測定値を満足する様に波動抵抗と、電気長を求めると

$$W = 20.5 \Omega$$

$$\ell = 7.45 \text{ cm}$$

となる。この線路の Z 行列を逆に計算すると第 3.23 図の実線のようになり殆んど実測値と一致している事がわかる。上記の事をまとめて全体の等価回路を示すと第 3.27 図のようになる。



第 3.27 図 UHF 大電力ブリッジの分岐部分の等価回路

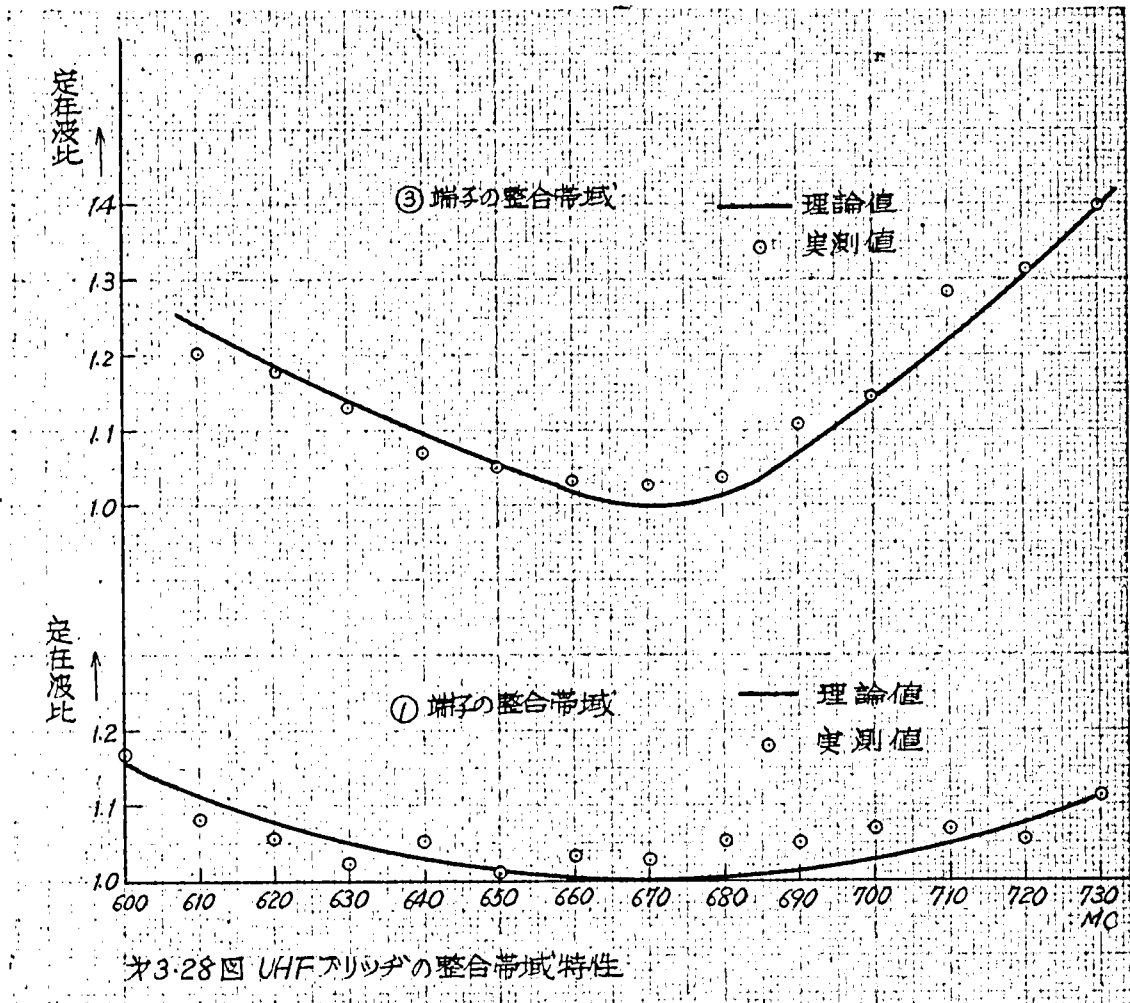
### 3.7.3. ブリッジの総合特性

#### (a) 整合特性

以上の如く分岐部分における等価回路がわかったが、これを見るとかなり理想的な状態からずれている事がわかる。その為 VHF 帯分割ブリッジの場合 (理想的な場合) に行つた様な広帯域化の設計をそのまま適用する事は困難である。

その為には第3.27図の $L_1$ 及び $C$ を更に小さくし、又 $\theta_2$ 、 $\theta_3$ の部分の波動抵抗を $25\Omega$ に近い値にしなければならない。

従つて、今回は、②④端子を波動抵抗で接続した場合の①、③端子( $N_1$ 、 $N_3$ の入力端子)の入力インピーダンスを第3.23図に於て測定した $Z_{ij}$ 、 $Z_{ij}'''$ の値から求め、この整合回路をスミス図表上で求めた。この結果得た整合特性は、第3.28図の丸印の如き値を得た。尚この場合、スミス図表上で得た予想値を参考の為に実線で示しておいた。



この様に映像端子は約100MC、音声端子約60MC帯にわたり1.1以下にする事が出来た。

(b) 共軛端子間の漏洩量特性

第 3.20 図に示した様にスリットの角度  $2\theta$  は  $0.5$  ラジアンであり、この場合の漏洩量の理論値は  $3.6$  dB である。測定結果は  $3.5$  dB でほぼ一致している。

(c) 出力端子②④の平衡度 並びに相対位相

映像端子に信号を入れた場合〔入力レベルを  $0$  dB に基準化する。〕

端子②の出力レベルは  $-3$  dB

“ ④ “  $-2.9$  dB

端子②と④との出力信号の位相差  $180^\circ + 0.965^\circ$

音声端子に信号を入れた場合

端子②の出力レベル  $-3.1$  dB

“ ④ “  $-2.9$  dB

端子②と④との出力信号の位相差  $180^\circ + 0.965^\circ$

上記に示す様な良好な特性を得た。

## 第 4 章 同軸ハイブリッドリング

### 4.1. 緒 言

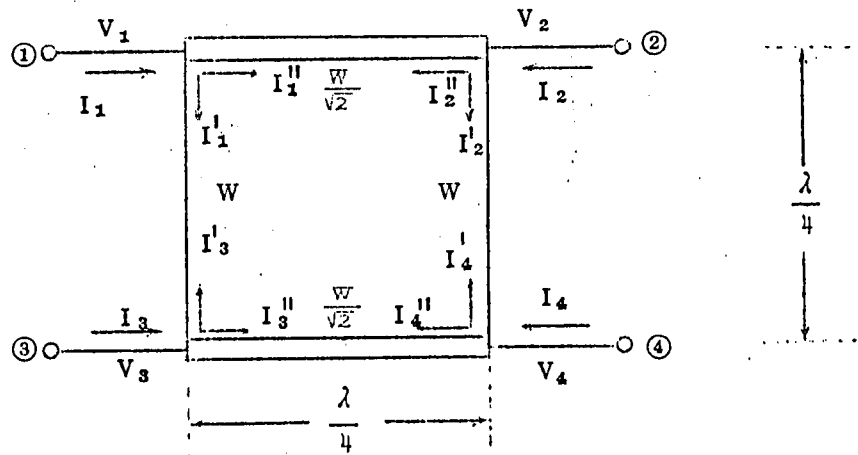
同軸ハイブリッドリングは第 4.1 図の様に波動抵抗  $W$  で  $\frac{\lambda}{4}$  長の同軸 2 箇と、 $\frac{W}{\sqrt{2}}$  の波動抵抗の  $\frac{\lambda}{4}$  長同軸 2 箇を交互にリング状につなぎ合せた構造をもっており、その接続点から出力端子①②③④が取り出されている。これは第 3 章でのべた分割同軸ブリッジに比し構造が簡単であるので、前者と同様によく使用される。しかし、後述するように入力定在波比の整合帯域特性並びにブリッジの共軛関係を保っている所の漏洩量（又は反結合度）特性は分割同軸形ブリッジに比し非常に狭い欠点がある。尚 U H F 大電力用になると同軸の直径が大となり、従つて四すみの分岐部分において生ずる高次姿態の相互干渉の為にブリッジの共軛の条件がみだされてくる。従つてこの影響をさける為  $\frac{3}{4}$  入波長の同軸を用いたハイブリッドを用いる必要がある。その為、帯域特性はますます狭くなつてくる。この様な欠点がある為、本章に於ては特にこの整合周波数特性及び共軛周波数特性に重点を置いて理論的に解析し、その理論値を実験結果と比較対照を行つた。尚更にこれを用いた定入力インピーダンス器などに用いる時は、2 箇のハイブリッドリングを 3 波器の両側に使用し、且それらの間隔を電気角で  $n\pi$ （3 波器の位相特性も含めて）とすれば、Wagner 特性で入力帯域が広くなり、同軸ハイブリッドリングを用いても差支へない事を明かにした。その実験結果をも示した。

尚帯域特性を解析するに当つては、まず  $\frac{\lambda}{4}$  同軸回路の等価回路網をつくり、これを用いて、周波数に無関係な理想ハイブリッドリングの部分と周波数に関係のある外部回路の部分に分離して解析を行つた。従来この様なハイブリッドリングの周波数特性を論ずる方法として、ハイブリッドリングの負荷抵抗が全部等しい場合には、対称回路という性質を利用し、波の姿態を対称姿態と非対称姿態とにわけて解析する方法がすでになされている<sup>(32)</sup>。然し筆者の方法によれば、ブリッジ型器、或いは、位相補正器などの様に一般に負荷が異なる場合の解析にも適用出来る便利がある。

以下最初に理想的なハイブリッドリングの場合の特性を簡単にのべ、次にその周波数特性についてのべる。

### 4.2. 理想的なハイブリッドリングの特性

第 4.1 図に示す様に①端子 ( $k = 1, 2, 3, 4$ ) の電圧を  $V_k$ 、又それに流れ込む電流を  $I_k$  とする。又  $I_k$  は  $\frac{W}{\sqrt{2}}$  及び  $W$  の同軸にわかれて流れ込み之を夫々  $I_k''$   $I_k'$  とすると  $\frac{\lambda}{4}$  同軸



第 4.1 図 同軸ハイブリッドリングの構造

の条件から次の関係が満足されている。即ち、

$$\begin{aligned} I_1' &= j \frac{V_3}{W} & I_1'' &= j \sqrt{2} \frac{V_2}{W} \\ I_2' &= j \frac{V_4}{W} & I_2'' &= j \sqrt{2} \frac{V_1}{W} \\ I_3' &= j \frac{V_1}{W} & I_3'' &= j \sqrt{2} \frac{V_4}{W} \\ I_4' &= j \frac{V_2}{W} & I_4'' &= j \sqrt{2} \frac{V_3}{W} \end{aligned}$$

又  $I_1' + I_1'' = I_1$  の関係があるから之を上記の関係式に代入すると

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{j}{W} (\sqrt{2} V_2 + V_3) \\ I_2 &= \frac{j}{W} (\sqrt{2} V_1 + V_4) \\ I_3 &= \frac{j}{W} (V_1 + \sqrt{2} V_4) \\ I_4 &= \frac{j}{W} (V_2 + \sqrt{2} V_3) \end{aligned}$$

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix} = \frac{j}{W} \begin{bmatrix} 0 & \sqrt{2} & 1 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & \sqrt{2} \\ 0 & 1 & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = [Y] \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} \quad \dots \dots \dots (4.1)$$



しかるに S 行列と Y 行列との間には

$$[S] = [U - Y][U + Y] \quad (4.2)$$

(U : 単位行列)

の関係があるから<sup>(33)</sup> (4.1) を (4.2) に代入してハイブリッドリングの S 行列を求めると

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & -j & 0 & -1 \\ -j & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & -j \\ -1 & 0 & -j & 0 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

をうる。即ち端子②④を波動抵抗で終端した状態で端子①に信号を入れると端子③には現れず且端子①は整合している。又逆に端子③に信号を入れると端子①には信号が現れず端子③は整合している事がわかり、従つてブリッジの条件を満足している。

#### 4.3. 同軸ハイブリッドリングをブリッジとして使用した場合の入力整合帯域特性<sup>(34)(35)</sup>

##### 4.3.1. $\frac{2m+1}{4} \lambda$ 回路の狭帯域近似等価回路

ハイブリッドリングは $\frac{2m+1}{4} \lambda$  の同軸回路から出来ているので、先ず $\frac{2m+1}{4} \lambda$  回路の狭帯域等価回路を作り、これを利用して帯域特性を論ずる事にする。

先ず $\frac{2m+1}{4} \lambda$  回路の四端子定数は $\omega_0$  を $\frac{2m+1}{4} \lambda$  回路の中心周波数とすると

$$\left. \begin{aligned} A = D &= \cos \frac{2m+1}{2} \pi \frac{\omega}{\omega_0} \\ B &= jW \sin \frac{2m+1}{2} \pi \frac{\omega}{\omega_0} \\ C &= \frac{j}{W} \sin \frac{2m+1}{2} \pi \frac{\omega}{\omega_0} \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

となりこれを $\omega_0$  を中心にテーラー展開を行い第一次近似まで採用すると

$$\left. \begin{aligned} A = D &\doteq (-1)^{m+1} \frac{2m+1}{2} \pi \frac{d\omega}{\omega_0} \\ B = C W^2 &= jW (-1)^m \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

従つてこれより Y 行列を計算すると

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} = Y_{22} &= j \frac{\pi}{W} \frac{2m+1}{2} \frac{d\omega}{\omega_0} \\ Y_{12} = Y_{21} &= \frac{(-1)^m}{jW} \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

故に

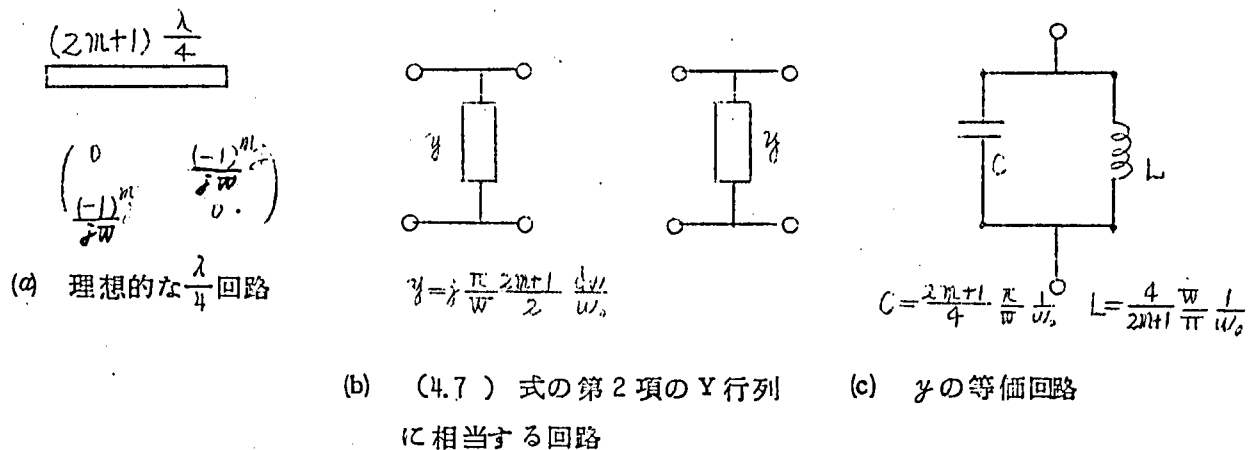
$$I_1 = Y_{11} V_1 - Y_{12} V_2$$

$$I_2 = Y_{21} V_1 - Y_{22} V_2$$

の関係から作られる Y 行列は

$$[Y] = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{12} & Y_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{(-1)^m}{jW} \\ \frac{(-1)^m}{jW} & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} j \frac{\pi}{W} \frac{2m+1}{2} \frac{d\omega}{\omega_0} & 0 \\ 0 & j \frac{\pi}{W} \frac{2m+1}{2} \frac{d\omega}{\omega_0} \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

となる。この最初の項は理想的な  $\frac{\lambda (2m+1)}{4}$  回路、即ち、周波数のずれた所でも  $\frac{\lambda}{4}$  回路の性質を保っているもので、第 2 項は第 4.2 図(b)の様な四端子網である。

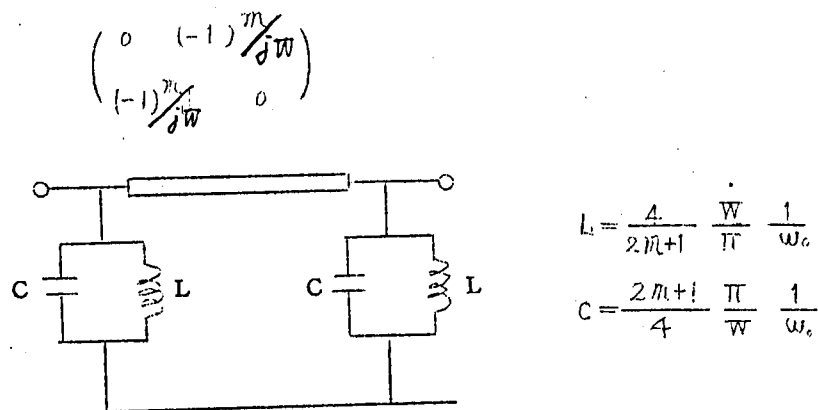


第 4.2 図 (4.7) 式の第 1 項及び第 2 項を示す図

又 Y は C と L との並列共振回路で近似出来、その C 及び L を求めると

$$\left. \begin{aligned}
 y_j &= j\omega C + \frac{1}{j\omega L} & C &= \frac{2m+1}{4} \frac{\pi}{W} \frac{1}{\omega_0} \\
 & & L &= \frac{4}{2m+1} \frac{W}{\pi} \frac{1}{\omega_0}
 \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

(4.8) 式の如くなる。従つてこれらをまとめると  $\frac{2m+1}{4} \lambda$  回路の中心周波数附近を近似する等価回路は第 4.3 図のようになる。



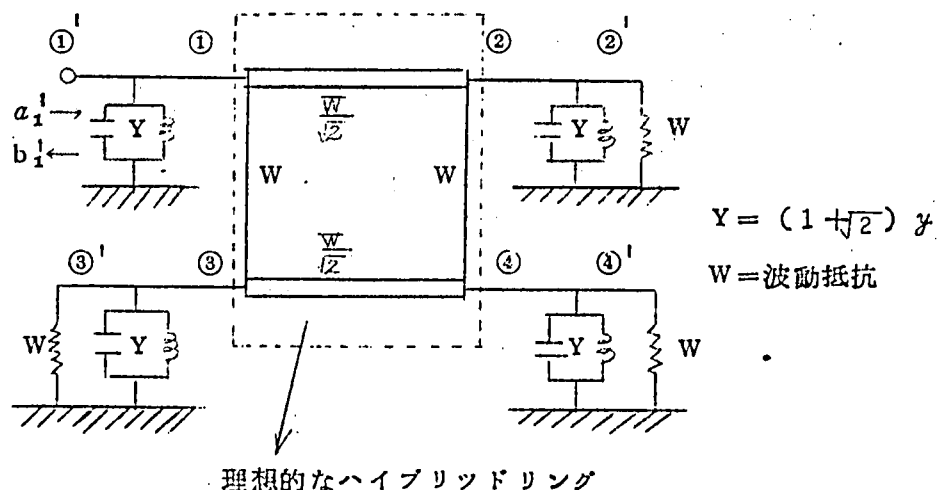
第 4.3 図  $\frac{2m+1}{4} \lambda$  入回路の狭帯域近似等価回路

#### 4.3.2. ブリッジとして使用した場合の入力整合帯域特性

4.3.1. で求めた  $\frac{2m+1}{4} \lambda$  回路の等価回路をハイブリッドリングに適用すると第 4.4 図の様に、同図点線内の理想的なハイブリッドリングと各端子にくくり出された並列共振回路とから構成される事がわかる。

即ち点線内部の部分に対しては中心周波数における理想的な場合の S 行列が適用出来、側帯波に対する影響は、全く外部回路として取り扱う事が出来る。

今端子②③④が波動抵抗で接続された場合の端子①の入力定在波比を求める。



第4.4図 ハイブリッドリングをブリッジ回路に使用  
した場合の帯域をも考慮した等価回路

今第4.4図に示す如く、点線で取り囲んだ理想的なハイブリッドリングの各端子を①②③④とし、これにつながつたアドミタンスYの外側の端子を夫々①'②'③'④'とする。この時端子①②③④へ流れ込む入射波を夫々 $a_1$   $a_2$   $a_3$   $a_4$ 、反射波を $b_1$   $b_2$   $b_3$   $b_4$  とすると(4.3)式を用いて

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & -j & 0 & -1 \\ -j & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & -j \\ -1 & 0 & -j & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

をうる。各行列を入れかえて

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \\ b_2 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & -j & -1 \\ 0 & 0 & -1 & -j \\ -j & -1 & 0 & 0 \\ -1 & -j & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_3 \\ a_2 \\ a_4 \end{bmatrix}$$

となる。いま

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix} = \mathbb{B}_1 \begin{bmatrix} b_2 \\ b_4 \end{bmatrix} = \mathbb{B}_2 \begin{bmatrix} a_1 \\ a_3 \end{bmatrix} = \mathcal{A}_1 \begin{bmatrix} a_2 \\ a_4 \end{bmatrix} = \mathcal{A}_2$$

とし、且 S 行列を点線で示した様に部分行列にわけ、<sup>(36)</sup> それぞれ  $S_{11}$ ,  $S_{12}$ ,  $S_{21}$ ,  $S_{22}$  として表わせば、

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

となりこれを展開すると

$$b_1 = S_{11} a_1 + S_{12} a_2 = S_{12} a_2$$

$$b_2 = S_{21} a_1 + S_{22} a_2 = S_{21} a_1 \quad \therefore a_1 = S_{21}^{-1} b_2$$

$$S_{21}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} j & -1 \\ -1 & j \end{bmatrix}$$

をうる。これらより

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{21}^{-1} & 0 \\ 0 & S_{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_2 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

いま、②③④端子から回路の外側を見たインピーダンスの反射係数を  $\Gamma$  とすると、

$$a_2 = \Gamma b_2, \quad a_4 = \Gamma b_4, \quad a_3 = \Gamma b_3 \quad (4.11)$$

$$\begin{bmatrix} \Gamma & 0 \\ 0 & \Gamma \end{bmatrix} = \Gamma \quad \text{とすれば} \quad a_2 = \Gamma b_2 \quad \text{となるから}$$

(4.10) にこれを代入すれば  $a_1 = S_{21}^{-1} b_2, \quad b_1 = S_{12} \Gamma b_2$

故に  $b_1 = S_{12} \Gamma \cdot S_{21} \cdot a_1 \quad (4.12)$

しかるに  $S_{12} \cdot \Gamma \cdot S_{21} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 2j\Gamma \\ 2j\Gamma & 0 \end{bmatrix}$  と計算されるから

$$b_1 = j\Gamma a_3, \quad b_3 = j\Gamma a_1 \quad (4.13)$$

となる。之を(4.11)に代入すれば

$$b_1 = -\Gamma^3 a_1 \quad (4.14)$$

をうる。これよりわかる事は、端子①より見た反射係数は $-\Gamma^3$ になることである。故に端子①の入射波、反射波を $a_1'$   $b_1'$  にすれば

$$\begin{bmatrix} a_1' \\ b_1' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{YW}{2} & \frac{YW}{2} \\ -\frac{YW}{2} & 1 - \frac{YW}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} \therefore b_1' &= \frac{-YW}{2} a_1 - \left(1 - \frac{YW}{2}\right) \Gamma^3 a_1 \\ &= \left\{ \frac{-YW}{2} - \left(1 - \frac{YW}{2}\right) \Gamma^3 \right\} a_1 \end{aligned}$$

$$a_1' = \left\{ \left(1 + \frac{YW}{2}\right) - \frac{YW}{2} \Gamma^3 \right\} a_1$$

しかるに $\Gamma$ は $Y$ と $W$ との並列インピーダンスの反射係数であるから

$$\Gamma \doteq \frac{-YW}{2}$$

ゆえに $\Gamma^3$ の項はほとんど無視しうるから

$$b_1' \doteq \frac{-YW}{2} a_1, \quad a_1' \doteq \left(1 + \frac{YW}{2}\right) a_1 \quad (4.15)$$

従つて

$$\left. \begin{aligned} \text{定在波比} &= \frac{|a_1'| + |b_1'|}{|a_1'| - |b_1'|} = \frac{1 + \frac{|YW|}{2}}{1 - \frac{|YW|}{2}} \doteq 1 + |YW| \\ Y &= j \frac{\pi}{W} \frac{(1 + \sqrt{2})(2m+1)}{2} \frac{d\omega}{\omega_0} \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

即ち、端子①の入力定在波比は $(1 + |Y|W)$ となる。

これは丁度 $W$ に $Y$ なるアドミッタンスが入つたものの定在波比であり、単に端子①の $Y$

のみが定在波比に影響を支えている事がわかる。これを物理的に説明すると以下の様になる。即ちまず端子①への入射波は端子②④へ行き②④のYの為に反射された波は端子③へ行く。この端子③のYで再び反射された波は、又端子②④へ行き、こゝで又Yの為に反射されたものが始めて端子①へ反射波として行く。従つて端子①への入射波が端子①から反射波として来る時には、Yの為に3度反射してくる為、Yが $\frac{1}{W}$ に比し小さい時には $Y^3$ 程度に小さくなっている。一方、端子①への入射波は、端子①にあるYの為に一部分反射され、この反射波は唯一回の反射波である為、前者のものに比しはるかに大きい値を有する。従つて、端子①の定在波比は端子①に分離されているYのみが主として影響するのである。

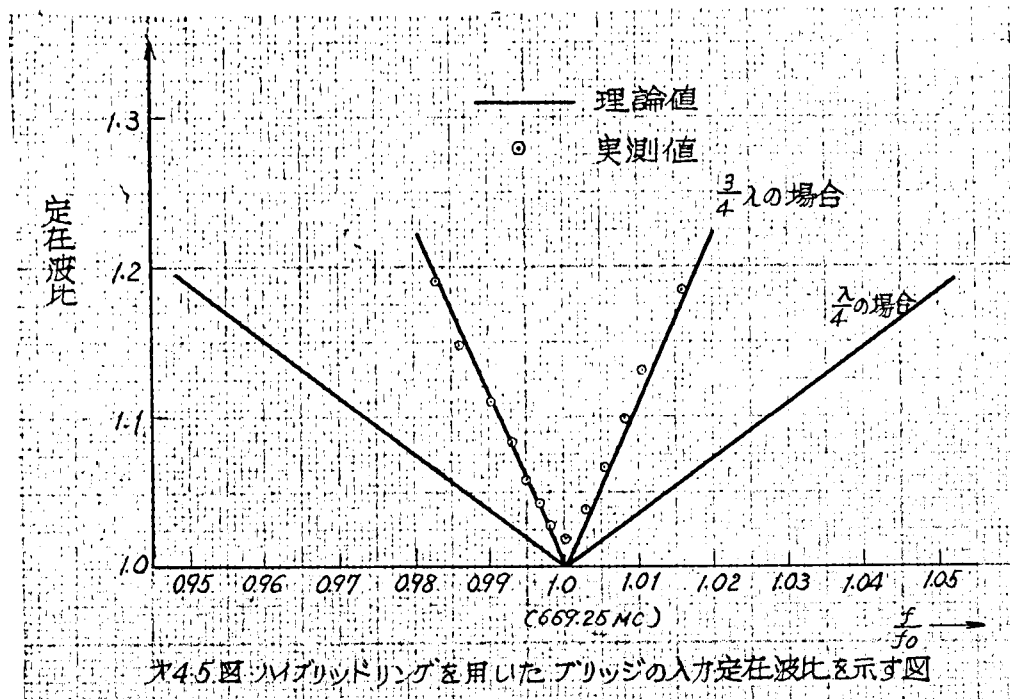
さて(4.16)式から定在波比1.1以下の帯域を計算すると

$$\frac{d\omega}{\omega_0} \leq 0.1 \times \frac{2}{(1+\sqrt{2})\pi(2m+1)} = \frac{0.0263}{2m+1} \quad (4.17)$$

となる。従つて $\frac{\lambda}{4}$ の時は中心周波数の $\pm 2.64\%$ で、さらに $\frac{3}{4}\lambda$ の時は $\pm 0.88\%$ となり相当狭くなる事がわかる。

我々は $\frac{3}{4}\lambda$ のハイブリッドリングで、中心周波数が669.25 MCのものを作つたので、この場合(4.16)式を用いて入力整合帯域特性を計算すると第4.5図の実線の如くなり、実測した結果は丸印の如く殆んど理論値に一致した結果を得た。

次に $\frac{\lambda}{4}$ の場合の値を参考の為に計算して同図にのせておいた。(VHF帯では $\frac{\lambda}{4}$ が使用される。)



#### 4.4. ブリッジとして使用した場合の共軛特性

中心周波数に於ては完全に共軛条件を保っているが、周波数がずれた場合には、 $\frac{\lambda}{4}$ 回路の条件がくずれる為、共軛条件を失う。本節に於ては、周波数が少しずれた時どの程度共軛条件がくずれるかという、共軛の周波数特性につき論じた。

今前節の(4.13)式及び(4.15)式により、

$$b_3 = j \Gamma a_1 \quad (4.13)$$

$$a_1' = \left(1 + \frac{Y\bar{W}}{2}\right) a_1 \quad (4.15)$$

の関係がある。又第4.4図に示す端子③に於る反射波  $b_3'$  と端子③における反射波  $b_3$  との間には

$$b_3' = \frac{b_3}{1 + \frac{Y\bar{W}}{2}} \quad (4.18)$$

の関係があるので(4.13)(4.15)(4.18)により

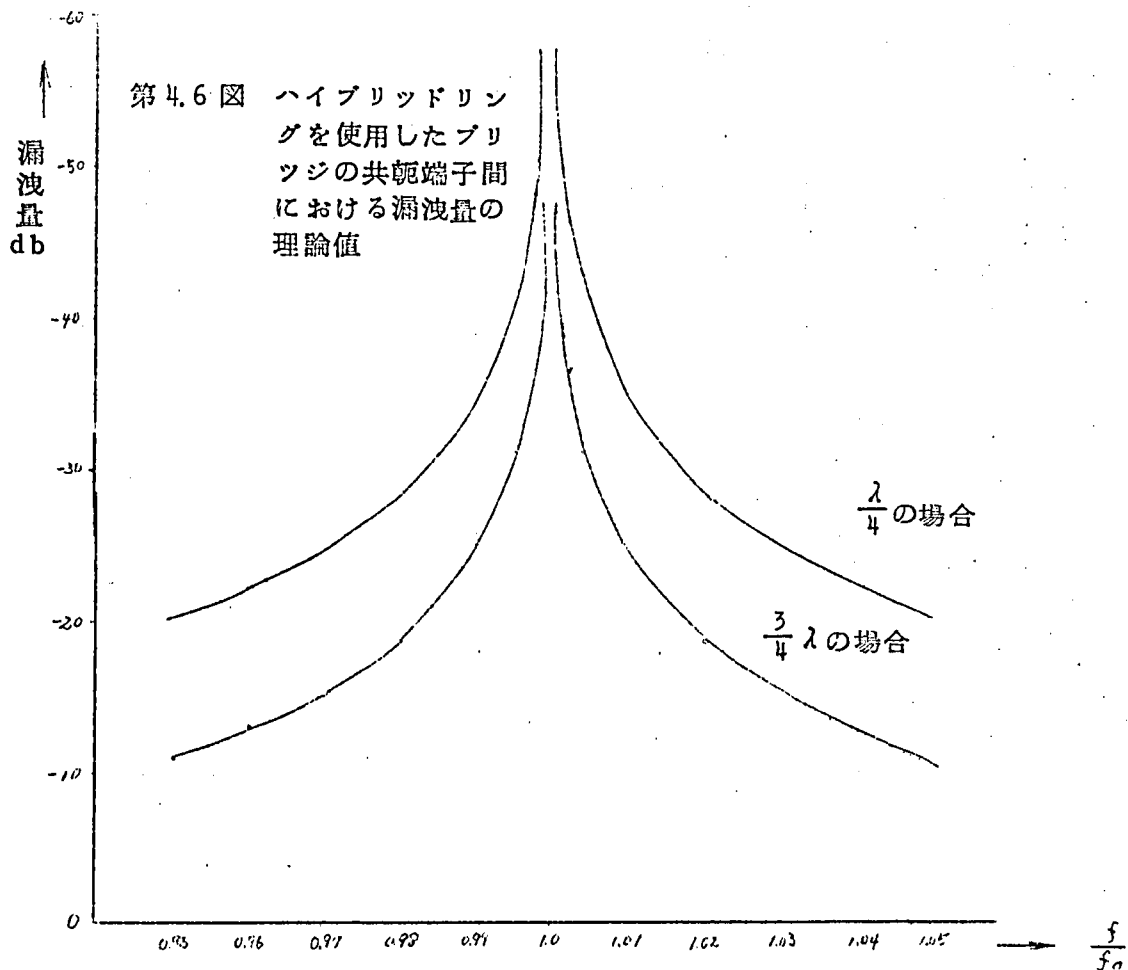
$$\begin{aligned} b_3' &= \frac{j\left(-\frac{Y\bar{W}}{2}\right)}{1 + \frac{Y\bar{W}}{2}} \frac{a_1'}{1 + \frac{Y\bar{W}}{2}} = \frac{-j\frac{Y\bar{W}}{2}}{\left(1 + \frac{Y\bar{W}}{2}\right)^2} a_1' \\ \therefore |b_3'| &= \frac{|Y\bar{W}|}{2} |a_1'| = |\Gamma| |a_1'| \end{aligned} \quad (4.19)$$

故に共軛端子間の漏洩量をデシベルで表はすと

$$\begin{aligned} 20 \log_{10} \frac{|b_3'|}{|a_1'|} &= -20 \log_{10} \frac{1}{|\Gamma|} \\ &= -20 \log_{10} \frac{4}{\pi(1+\sqrt{2})(2m+1)} \left| \frac{\omega_0}{d\omega} \right| \\ &= -20 \log_{10} \frac{0.525}{2m+1} \left| \frac{\omega_0}{d\omega} \right| \dots\dots\dots (4.20) \end{aligned}$$

となる。(4.20)式に従つて漏洩量を計算すると第4.6図の実線の如くなる。





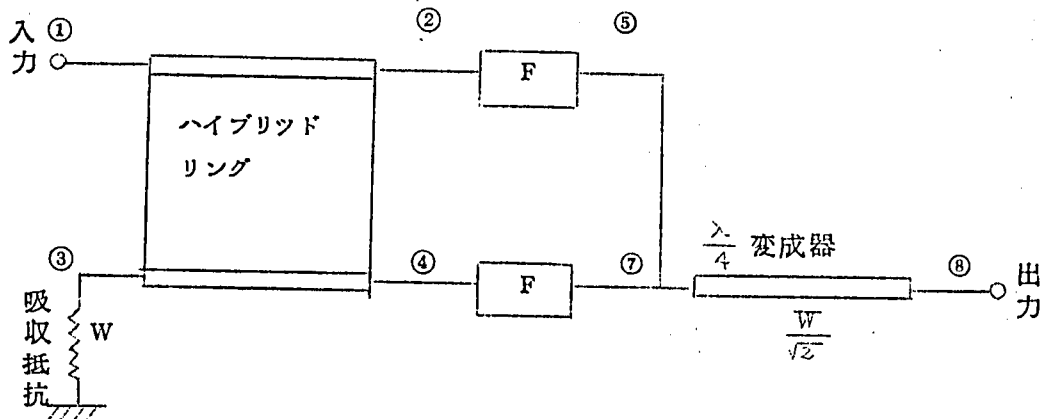
又 (4.20) 式より、漏洩量が  $-40$  db 以下である帯域を求めると

$$\left| \frac{dw}{w_0} \right| \leq \frac{0.525}{2m+1} \% \quad (4.21)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{となる。従って } \frac{\lambda}{4} \text{ の時は } \left| \frac{dw}{w_0} \right| \leq 0.525 \% \\ \frac{3\lambda}{4} \text{ " } \left| \frac{dw}{w_0} \right| \leq 0.175 \% \end{array} \right\} \quad (4.22)$$

をうる。これより  $\frac{\lambda}{4}$  の時は帯域巾にして  $1.05\%$ 、 $\frac{3}{4}\lambda$  の時は  $0.35\%$  の間しか、 $-40$  db 以下の共軛特性を保たない事がわかる。この点、分割同軸ブリッジに比し、非常に狭い事がわかる。

4.5 ブリッジ型ろ波器として用いた場合の帯域<sup>(34) (35)</sup>



第 4.7 図 ブリッジ型ろ波器を示す図

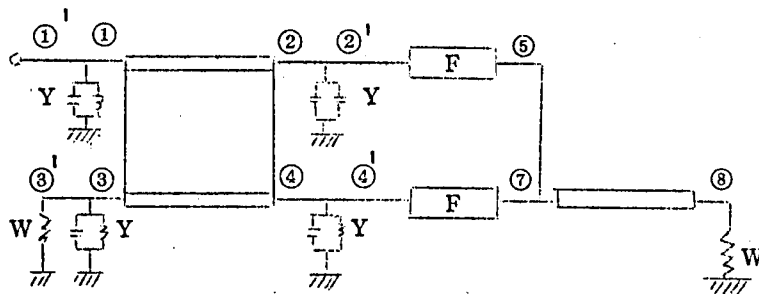
まず従来用いられている所のハイブリッドリングを使用したブリッジ型ろ波器は第 4.7 図の様な構造を有している。同図において  $F$  は入力インピーダンス  $W \Omega$  で、出力に  $W \Omega$  の抵抗をつないだ時、所要のろ波特性を得る様なろ波器である。この様な唯 1 箇の  $F$  のみを使用した時は、ろ波器の入力インピーダンス  $\lambda$  は、整合していない事は云うまでもない。そこでろ波器 2 箇とブリッジを組合して定入力インピーダンスのろ波器を作ったものである。

さて端子①に入った進行波は、ブリッジの端子②④に現れ、これらは夫々のろ波器  $F$  を通過し、端子⑦の所で一緒になり、出力端子⑧に出て行く。一方端子②④からろ波器  $F$  に到り、こゝで反射された波は再び端子②④に戻ってくる。然るにこのもとつて来た波は、端子②の方が④のそれよりも  $90^\circ$  進んでいる故、これらの波は、端子③にしか現れない。そこでこれ等は端子③の吸収抵抗にて全て吸収される。故に  $F$  での反射波は端子①には現れず、従つて端子①は整合する事になる。以上の動作より明かな様にハイブリッドリングが理想的なものであれば、入力端子①は周波数に無関係に整合する筈であるが、実際には、上記にのべた様に帯域が狭い為、この場合も帯域が制限される事になる。

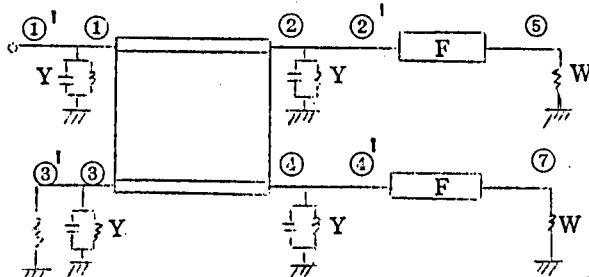
以下この帯域をのべる。さて前記の様に第 4.7 図を  $\frac{\lambda}{4}$  回路の等価回路を用いて表現する

と第 4. 8 図(a)のようになる。同図においてまず端子①より入射波が入った場合、端子⑤での進行波は、F を通過して端子⑦に進んでくる進行波よりも  $90^\circ$  進んでいる。従つて之等両方の進行波が端子⑦では同相に加わる。又⑦端子と⑧端子の間に  $\frac{W}{\sqrt{2}}$  の  $\frac{\lambda}{4}$  変成器が入っている為⑦端子に入つて来た両方の進行波は全て負荷の W (端子⑧に接続されたもの) に吸収され端子⑦では何らの反射波も生じない。故に結局端子⑤及び⑦にて線路を切り離し、F の負荷に各々 W  $\Omega$  の負荷抵抗を接続したものと同じになる。即ち第 4. 8 図(b)の如くなる。

これは第 4. 4 図において端子②④の負荷が、W の代りに F なるる波器を通して W で終端したものに代つただけである。故に F の通過帯域に於ては全く第 4. 4 図と同じになり、従つて端子①の整合特性もブリッジの場合と一致する事がわかる。



(a) 従来のブリッジろ波器の中心周波数  
附近の等価回路

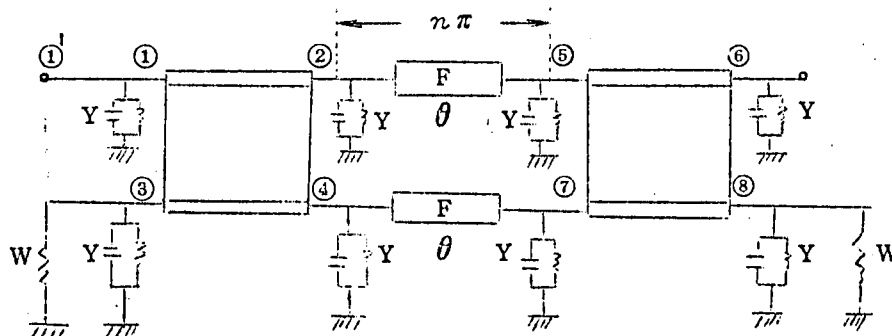


(b) (a) の等価回路

第 4. 8 図 ブリッジろ波器の等価回路

次に従来のものでは⑦⑧端子に単に  $\frac{\lambda}{4}$  変成器のみがついていたのであるが、この変りにハイブリッドリングを使用した場合である。この様な回路では非常に整合帯域が改良される事をのべる。今この回路に於て  $\frac{\lambda}{4}$  等価回路を適用すると第 4. 9 図の如くなる。同図に於て F なるる波器は、通過帯域では単に電気角  $\theta$  の同軸線路におきかえられる。図の様に負荷を端子⑧に接続した場合の端子①から見た定在波比を求める。

この誘導の方法を簡単にのべるとまず第 4. 9 図の回路を端子①③②④よりなる理想ハイ



第4.9図 改良されたブリッジ型ろ波器の等価回路

ブリッドリングの部分と、端子②④⑥⑧よりなるろ波部分と、端子⑤⑦⑥⑧の理想ハイブリッドリングの三つの部分にわけ。これらの三つの部分の波動マトリックスを作り、これらを縦続に接続する事により、端子①③⑥⑧からなる回路のS行列を求める。次に端子①③⑥⑧における負荷の状態により夫々の端子に於ける入射波の関係を求め、これと上記で求めた①③⑥⑧のS行列とを用いる事により端子①の定在波比が計算出来る。（詳細は文献（34）参照）

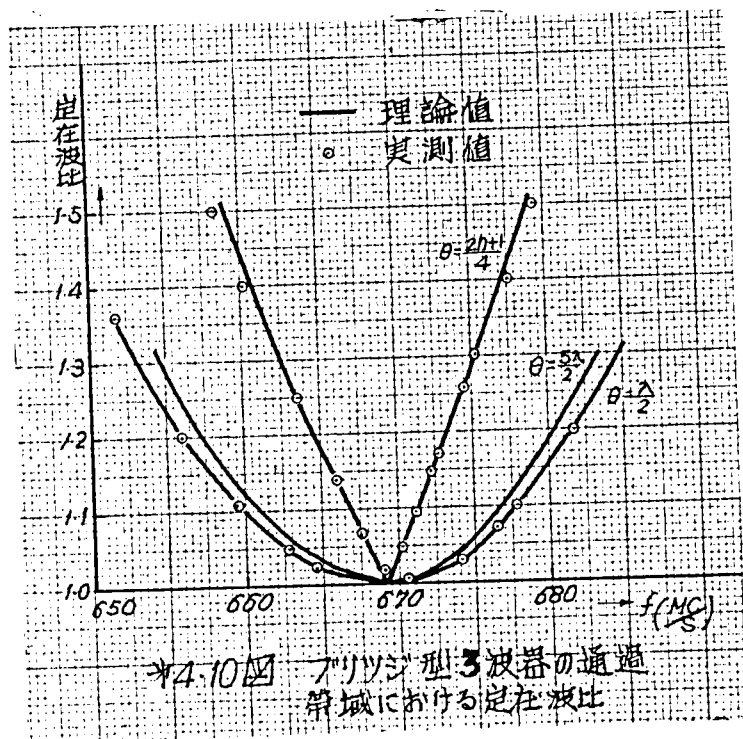
この結果、ハイブリッドリング間の電気長 $\theta$ を函数にして入力端子①の定在波比を求めると（4.23）式（4.24）式をうる。

$$\left. \begin{aligned} \text{i) } \theta = \frac{2n+1}{2} \pi \text{ の時 } \quad \text{SWR} &= 1 + \Delta\delta_1 \\ \Delta\delta_1 &= (2n+1) \pi (1+\sqrt{2}) \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \text{ii) } \theta &= n\pi \text{ の時 } \quad \text{SWR} = 1 + \Delta\delta_2 \\ \Delta\delta_2 &= \Delta\delta_1^2 \frac{12 + \frac{16n}{(2n+1)(1+\sqrt{2})}}{16} \end{aligned} \quad (4.24)$$

〔但、 $\Delta\omega$ は中心周波数よりのずれを表わす。〕

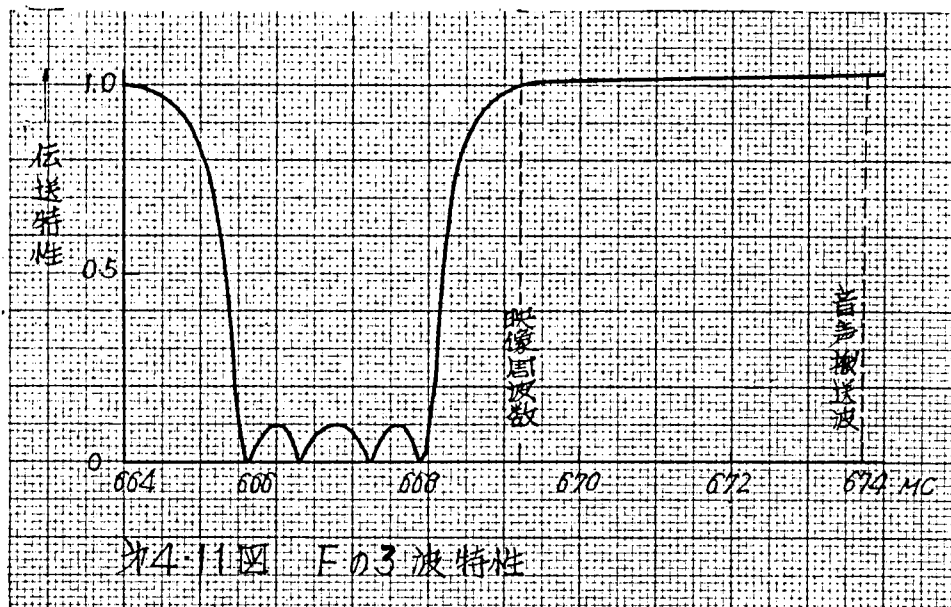
(4.23) 式 (4.24) 式よりわかるように  $\theta$  が  $n\pi$  の時最も SWR がよく、 $\frac{\pi}{2}$  の奇数倍時に比べ 2 乗特性で改良される事がわかる。この計算結果は第 4.10 図のようになり、実測の結果をあわせて示したが非常によく一致している。



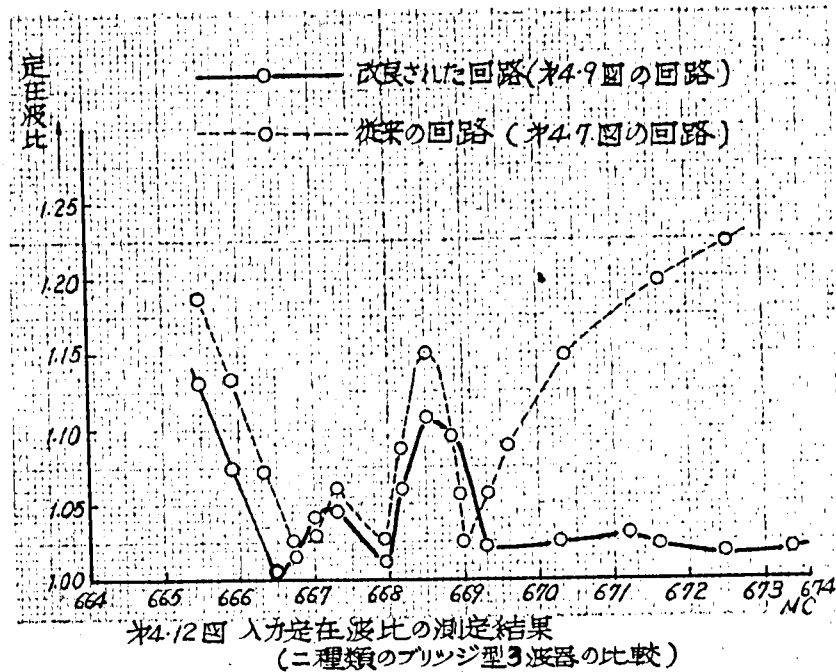
以上のことを物理的に考えると、端子①よりの入射波は③⑥端子には現れないから③⑥の Y は無関係である。また②④⑥⑦端子の Y による反射波は③端子に吸収されるからこれらの端子における Y も無関係である。従って①端子の反射波に寄与するのは①⑧端子の Y のみである。ゆえに  $\theta$  を  $\pi$  の  $n$  倍にすれば①から⑧までの電気角は  $\frac{\pi}{2}$  の奇数倍になり、端子①⑧の Y は identical filter (37) を作るから 2 乗特性で定在波比が改良されるのである。

るのである。

さて上記の事を実際にろ波器を入れて実験して見た。すなわち、第 4.7 図及び第 4.9 図の F の部分に、第 4.11 図の様な波特性をもつテレビジョン残留側波帯ろ波器を入れた



場合の、端子①の整合特性を測定した。その結果、第 4. 7 図の様な従来の型のブリッジ型ろ波器の場合には第 4. 1 2 図点線の様に帯域巾は狭いが、第 4. 9 図の様に改良された型のブリッジ型ろ波器について測定すると、第 4. 1 2 図実線の様に、通過帯域に於て広帯域化する事が出来た。尚同図において 6 6 8 M C 附近に於て多少定在波比が上下しているのは丁度広帯域化を行つてゐるのが、通過帯域部分に於て行つており、一方遮断周波数に於て、急にろ波器の位相回転が生じる為、ハイブリッドリング間隔の電気長が  $n\pi$  であるという条件がくずれる為である。



## 第5章 スリット結合同軸方向性結合器<sup>(6)</sup>

### 5.1 緒 言

UHF帯用同軸方向性結合器として、スリット結合型のものを試作し、これに今まで行った分割同軸形ブリッジの解析を適用し、この理論的検討を行い、実験と照合したのでこれを本章に於てのべる。

さて、UHF帯方向性結合器としては、従来のCM型<sup>(38)</sup>、ハイブリッドリング型<sup>(32)</sup>、二心同軸型分布結合方向性結合器<sup>(39)(40)(41)</sup>が用いられている。このCM型によるものは結合用ループ附近の浮遊定数の為に精確な設計が困難であり、又ハイブリッドリング型のもは、結合度の小さい時結合用 $\frac{\lambda}{4}$ 同軸線路の波動抵抗が非常に大きくなり実現が困難であり、又形も大きくなる欠点がある。

さて本章でのべるスリット結合型のもは、原理的には二心同軸型のもと同じであるが、構造上伝送用同軸線路を一周り大きい同軸で取囲むだけですみ、大電力給電線等に適用する場合便利である。

尚又結合量は主としてスリット部分に生ずる主波により結合する為、設計が精確且容易である。以下これについてのべる。

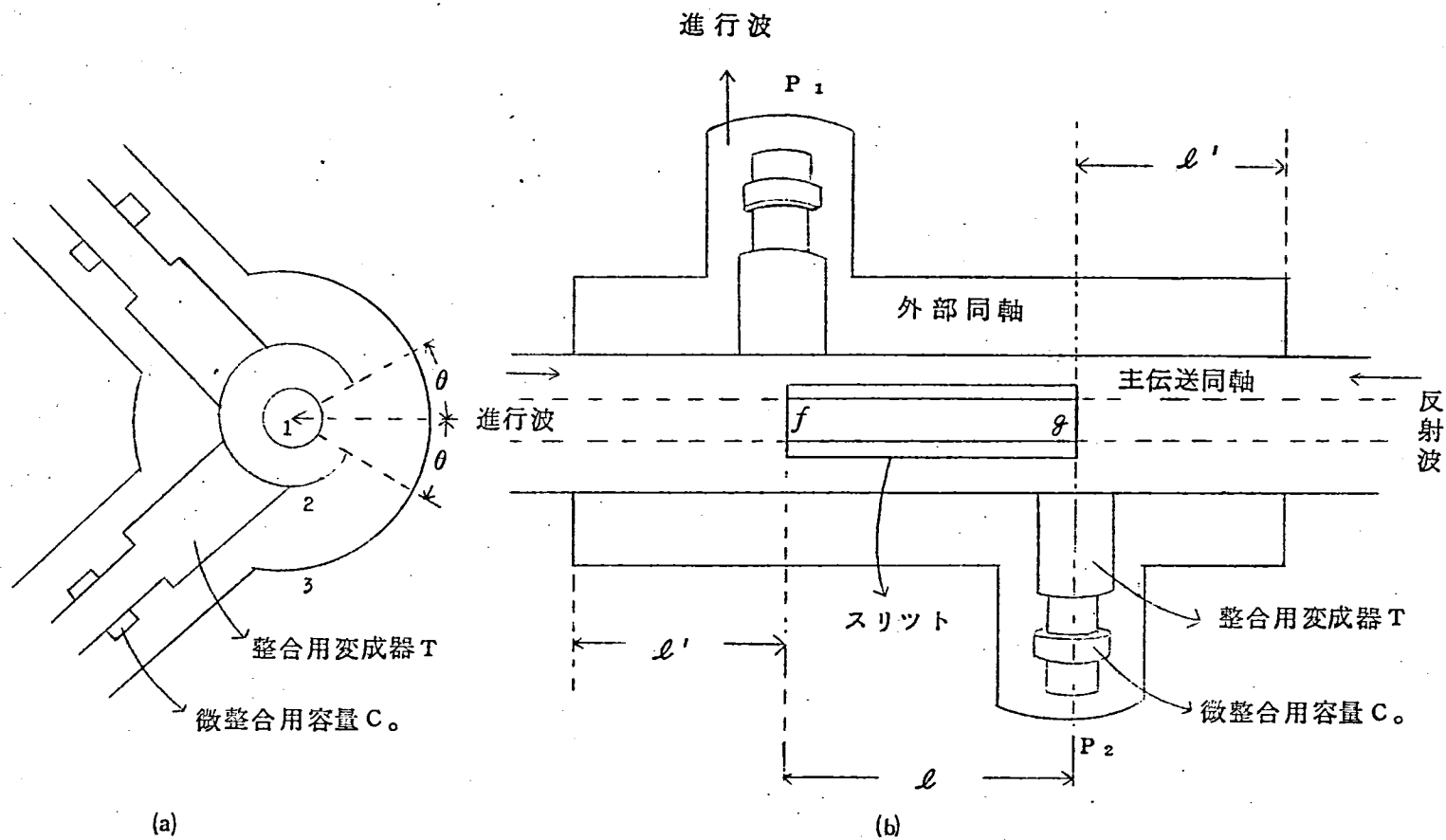
### 5.2 機械的構造

機械的構造は第5.1図に示した様に、主同軸線路の外部導体に長さ $l$ なるスリットをきり、その主同軸の外を更に外部導体3にて取囲む。外部導体3の長さは $l$ よりも大でありその両端は主同軸の外部導体2に対して短絡されている。尚主同軸のスリットの端に相当する断面位置に、反射波、進行波の取り出し口 $P_2$   $P_1$ を取りつける。尚 $P_1$   $P_2$ の取り出し口は第5.1図(a)に示す如く、スリットと逆方向に取り付けている。これは $P_1$   $P_2$ の同軸の内部導体が直接スリットを通して主同軸の高次姿態に結合するのをさけるためであり、又 $P_1$   $P_2$ の軸方向がお互いに直角になる様にしたのは、お互の高次姿態による結合をさける為である。

次にこの取り出し用同軸線路の中には、整合用変成器 $T$ 並びに微整合用容量 $C$ が内蔵されている。

### 5.3 解析並びに設計式の誘導

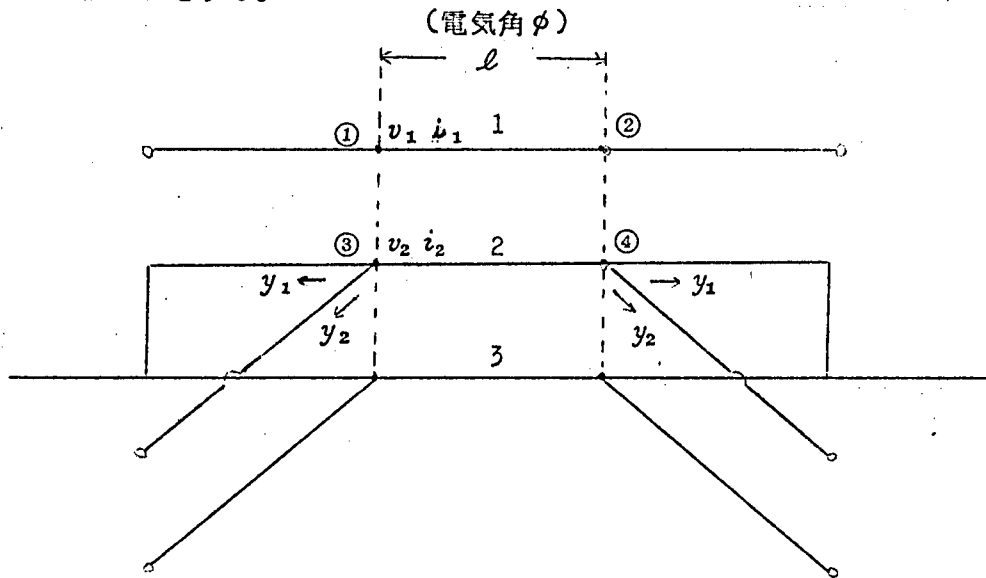
#### 5.3.1 スリット結合同軸方向性結合器の等価回路網の誘導



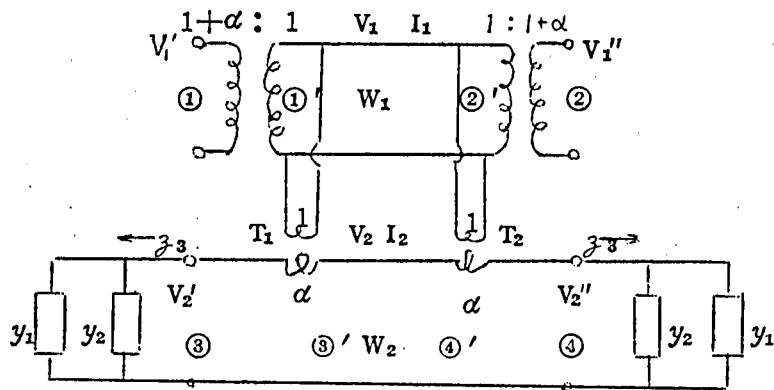


以下の解析においてTEM波のみを考え且伝送系の損失は無視する。

第5.2図 (a)の多線路表示より明かな様にスリットのある部分は夫々導体1,2の二箇の線路で出来ている。従つて二箇の伝送姿態に分解出来。これらに相当する電圧電流を $V_1$ ,  $I_1$ ,  $V_2$ ,  $I_2$  とする。



(a) 多線路表示



(b) 等価回路

第5.2図 スリット結合同軸方向性結合器の等価回路

今導体 1 が  $V_1$  導体 2 が  $-\alpha V_1$  の電圧関係をもつものを A 状態とし、導体 1 が  $V_2$ 、導体 2 も  $V_2$  の電圧関係を保つものを B 状態とする。この場合導体 1, 2 の電位を夫々  $v_1, v_2$  とすると、

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= V_1 + V_2 \\ v_2 &= -\alpha V_1 + V_2 \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

$$\text{又は } \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = T_V \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix}, \quad \text{但、} T_V = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -\alpha & 1 \end{bmatrix}$$

(5.1) 式の如く表わせる。次に導体 1, 2 の電流を  $i_1, i_2$  とすれば

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = T_I \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad \text{となり第 1 章の (1.4) 式より}$$

$$T_I = \tilde{T}_V^* = \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\alpha} & \frac{\alpha}{1+\alpha} \\ -\frac{1}{1+\alpha} & \frac{1}{1+\alpha} \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

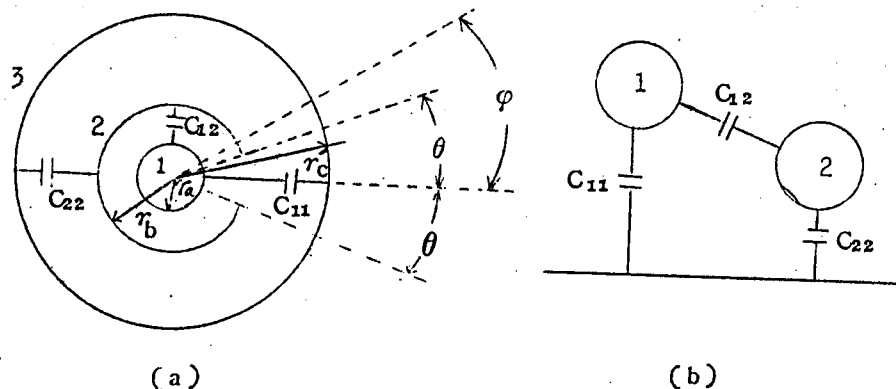
が得られる。

さて A, B 両状態がお互いに独立である為には、 $T_V$  により、線路特性アドミッタンス  $Y_0$  を直交変換する事により対角化されることが必要である。即ち

$$Y_0 = \tilde{T}_V^* Y_0 T_V$$

$$Y_0 = \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \begin{bmatrix} C_{11} + C_{12} & -C_{12} \\ -C_{12} & C_{22} + C_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

$$\left[ \begin{array}{l} \text{但 } C_{ij} \text{ は第 5.3 図に示す} \\ \text{如き導体 } i, j \text{ 間の静電容量} \end{array} \right]$$



第 5.3 図 スリット部分の断面図

とする時、 $Y_0$  が対角行列でなければならない。

(5.3) 式に (5.1) 式を代入すると

$$Y_0 = \begin{bmatrix} y_{11} - \alpha y_{21} - \alpha y_{12} + \alpha^2 y_{22} & y_{11} - \alpha y_{21} + y_{12} - \alpha y_{22} \\ y_{11} + y_{21} - \alpha y_{12} - \alpha y_{22} & y_{11} + y_{22} + y_{21} + y_{12} \end{bmatrix}$$

となり、この 1 行 2 列の項を零にする  $\alpha$  を求めると

$$\alpha = \frac{y_{11} + y_{12}}{y_{22} + y_{21}} = \frac{C_{11}}{C_{22}} \quad (5.4)$$

を得る。これを代入する事により

$$Y_0 = \begin{bmatrix} \frac{1}{W_1} & 0 \\ 0 & \frac{1}{W_2} \end{bmatrix} \quad \left. \begin{aligned} \frac{1}{W_1} &= \frac{\epsilon}{\omega \mu_0} \left\{ C_{11} + C_{12} + \frac{2C_{11}C_{12}}{C_{22}} + \left( \frac{C_{11}}{C_{22}} \right)^2 (C_{22} + C_{12}) \right\} \\ \frac{1}{W_2} &= \frac{\epsilon}{\omega \mu_0} (C_{11} + C_{22}) \end{aligned} \right\} (5.5)$$

の如く、A、B 姿態に関する波動抵抗  $W_1$ 、 $W_2$  が求まる。

次にスリットの左の点に於て、主伝送同軸及び外部同軸の電圧を夫々  $V_1'$ 、 $V_2'$  とすると

$$\left. \begin{aligned} V_1' &= V_1 - V_2 = (1+\alpha) V_1 \\ V_2' &= V_2 = -\alpha V_1 + V_2 \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

(5.6) 式の如く A、B 姿態の電圧により表わし得る。

同様にスリットの右の点に於ける主同軸及び外部同軸の電圧を A、B 姿態の電圧  $V_1$ 、 $V_2$  で表わすと

$$\left. \begin{aligned} V_1'' &= (1+\alpha) V_1 \\ V_2'' &= -\alpha V_1 + V_2 \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

(5.7) 式の如くなる。(5.6) 式 (5.7) 式の関係を用いて等価回路を作ると第 5.2 図 図(b)のようになる。この場合スリットの端点における電流の境界条件は自動的に満足されている。

次に外部同軸に於て、スリットの端点よりスリットと逆方向を見たアドミッタンスを  $Y_1$  とし、同じ点より、取り出し口、 $P_1$  (又は  $P_2$ ) を見たアドミッタンスを  $Y_2$  とするとこれら 2 箇のアドミッタンス  $Y_1$ 、 $Y_2$  は並列になり、第 2 図(b)の等価回路の端子③、④に入る事になる。

以上により等価回路は出来上った。

### 5.3.2 方向性を有する為の条件

今第 5.2 図(b)の等価回路に於て、主伝送同軸の端子②が波動抵抗  $W$  で終端されている時端子①への入射波が端子④に生じない為の条件を求める。

先ず端子④が開放されている時、端子①に加えられた電圧  $V_1'$  により、端子③' を流れる電流  $I_{30}$  を求めると

$$I_{30} = \frac{\alpha V_1'}{(1+\alpha)(Z_3 - jW_2 \cot \phi)}$$

$$\text{但 } \frac{1}{Z_3} = Y_1 + Y_2,$$

$\phi$  はスリット部分の電気長を示す

( $\phi = 2\pi \frac{l}{\lambda_g}$ ,  $\lambda_g$  は管内波長を示す。)

となる。 $I_{30}$  により端子④' に生ずる起電力は

$$\frac{-jW_2}{1+\alpha} \frac{\alpha V_1'}{Z_3 \sin \phi - jW_2 \cos \phi}$$

となる。更に端子④' にある  $1:\alpha$  の変成器により結合する電圧を加えると、端子④が開放

時、同端子に生ずる電圧  $V_2''$  は

$$V_2'' = \frac{-\alpha}{1+\alpha} \left[ j \frac{W_2 V_1'}{Z_3 \sin \phi - j W_2 \cos \phi} + V_1'' \right]$$

となる。[かるにこの状態では  $T_2$  の二次側には電流が流れない故、A 姿態線路は、端子②の負荷のみとなり、 $\frac{W}{(1+\alpha)^2}$  の負荷となる。故にこれより  $V_1'$  と  $V_1''$  との間には

$$V_1'' = \frac{V_1'}{\cos \phi + j \frac{W}{W_2} (1+\alpha)^2 \sin \phi}$$

の関係が存在する。これを前式に代入すると

$$V_2'' = \frac{-\alpha}{1+\alpha} \left[ j \frac{1}{\frac{Z_3}{W_2} \sin \phi - j \cos \phi} + \frac{1}{\cos \phi + j \frac{W}{W_2} (1+\alpha)^2 \sin \phi} \right] V_1'$$

となり、これより  $V_2''=0$  の条件を求めると

$$Z_3 = \frac{W_1 W_2}{W} (1+\alpha)^2 \quad (5.8)$$

(5.8) 式の関係式を得る。又  $\alpha \ll 1$  ならば  $W \div W_1$  なる故

$$Z_3 = W_2 (1+2\alpha) \doteq W_2 \quad (5.9)$$

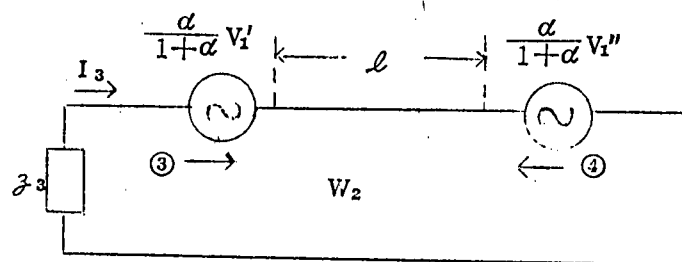
となる。従つて (5.8)、(5.9) 式の条件下に於ては  $V_2''=0$  なる故、テブナンの定理により、端子④に  $Z_3$  の負荷をつないでも電流が流れない。即ち端子①へ加えられた電圧は端子④には現れない。故に端子③が整合しておれば、端子①への入射波は端子④に現れない。即ち方向性を有すると云う事になる。

### 5.2.3. 結合度の計算

上記 (5.8) 式の条件を満足する負荷インピーダンス  $Z_3$  を端子③に接続した場合、端子①への入射波に対する、端子③への波の割合を求める。

今 B 姿態線路の端子④における信号は零なる為、短絡して考えてもよい。従つて、第 5.4 図の等価回路に於て端子③を流れる電流を求めればよい。今これを  $I_3$  として計算すると (5.10) 式の如くなる。

$$I_3 = \frac{\alpha V_1'}{1+\alpha} \left[ \frac{1}{Z_3 + jW_2 \tan \phi} + \frac{1}{\cos \phi + j \frac{W}{W_2} (1+\alpha)^2 \sin \phi} \left\{ j \frac{\sin \phi}{W_2} - \frac{j \frac{Z_3}{W_2} + \cot \phi}{j W_2 + Z_3 \cot \phi} \cos \phi \right\} \right] \quad (5.10)$$



第 5.4 図 結合度を算出する為の説明図

特別な場合として

(i)  $\alpha \ll 1$  の場合と、(ii)  $\phi = \frac{\pi}{2}$  の場合につき夫々計算する。

(i)  $\alpha \ll 1$  の場合

この場合は、5.3.2で求めた如く  $Z_3 \div W_2$   $W_1 \div W$  なる故

$$I_3 = \frac{\alpha V_1'}{(1+\alpha) W_2 (1 - j \cot \phi)}$$

となり端子④に入射する電力に対する  $Z_3$  に行く電力の割合をデシベルで表わした値、即ち結合度は

$$10 \log_{10} \frac{I_3 \bar{I}_3 Z_3 W}{|V_1'|^2} = 20 \log_{10} \frac{C_{11}}{\sqrt{C_{11} C_{22}}} \sin \phi = 20 \log_{10} \alpha \sqrt{\frac{W}{W_2}} \sin \phi \quad \text{-----} (5.11)$$

(5.11) 式の如くなる。即ち  $l$  が  $\frac{\lambda}{4}$  の時最大で、又  $C_{11}$  の大なる程大きい。

(ii)  $\phi = \frac{\pi}{2}$  の場合

(5.10) 式に  $\phi = \frac{\pi}{2}$  を代入すると直ちに

$$I_3 = \frac{\alpha}{(1+\alpha)^3} V_1 \frac{W}{W_1 W_2} \quad (5.12)$$

をうる。故に結合度は

$$20 \log_{10} \frac{\alpha}{(1+\alpha)^2} + 20 \log_{10} \frac{W}{W_1 W_2} \quad (5.13)$$

となる。この場合更に  $\alpha \ll 1$  の時には

$$20 \log_{10} \alpha + 20 \log_{10} \sqrt{\frac{W}{W_2}} \quad (5.14)$$

となり、(i)の場合の  $\phi = \frac{\pi}{2}$  に一致している。

以上で結合度が導体の部分容量の函数で求つたが、次にこれを、スリットの角  $\theta$  で表現する。今第 5.3 図(a)に於て  $C_{11}$   $C_{12}$   $C_{22}$  を計算すると [附録 6 参照]

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= \frac{1.46 \theta^2 \epsilon_0}{\pi \ln \frac{r_b}{r_a} \ln \frac{r_c}{r_b}} \\ C_{12} &= \frac{2\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left\{ 1 - \frac{0.73 \theta^2}{\pi^2} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right) \right\} \\ C_{22} &= \frac{2\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \left\{ 1 - \frac{0.73 \theta^2}{\pi^2} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5.15)$$

(5.15) 式の如くなる。

これより

$$\alpha \doteq \frac{0.73 \theta^2}{\pi^2 \ln \frac{r_b}{r_a}} \quad (5.16)$$

[但  $\theta^2 \ll 1$  とする。]

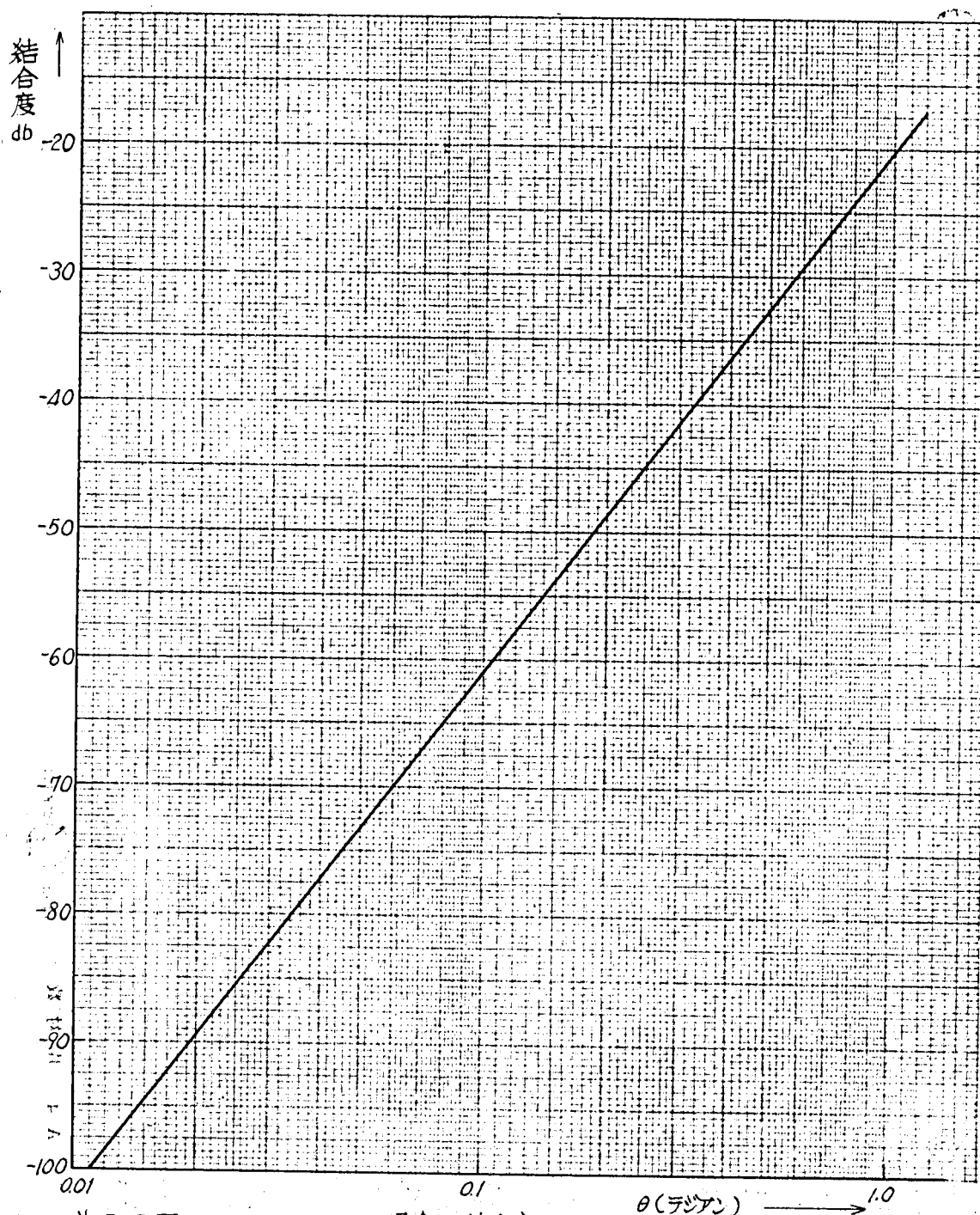
故に

$$\text{結合度} = 20 \log_{10} \frac{0.73 \theta^2}{\pi^2 \ln \frac{r_b}{r_a}} + 20 \log_{10} \sqrt{\frac{W}{W_2}} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} &= 20 \log_{10} \frac{0.73 \theta^2}{\pi^2 \ln \frac{r_b}{r_a}} + 20 \log_{10} \sqrt{\frac{\ln \frac{r_b}{r_a}}{\ln \frac{r_c}{r_b}}} \\ &= 20 \log_{10} \frac{0.0743 \theta^2}{\sqrt{\ln \frac{r_b}{r_a} \cdot \ln \frac{r_c}{r_a}}} \end{aligned} \quad (5.18)$$

として  $\theta$  ,  $r_a$  ,  $r_b$  ,  $r_c$  の函数として表現しうる。

実際に設計する場合、( 5.17 ) 式の第 1 項だけをあらかじめ計算して図示しておけば  $W_2$  が定まると直ちに必要な  $\theta$  が求まるので便利である。従つて ( 5.17 ) 式の第 1 項即ち  $W_2 = W = 50 \Omega$  の場合の結合度を、スリットの角度  $\theta$  の函数として求めたものを、第 5.5 図に示しておいた。



★ 5.5 図  $W = W_2 = 50 \Omega$  の場合の結合度とスリット角  $\theta$  との関係を示す図 (理論)



#### 5.3.4. 主伝送線路の整合条件

スリットを通してエネルギーが端子③に行く為、端子①の整合がくずれが、これは  $W_1$  を適当な値にする事により端子①を整合する事が出来る。即ちスリット部分に於る主伝送同軸の中心導体を少し太くすればよい。但し結合度が  $-40$  db 以下の場合には、下記の計算式より解る様に中心導体はそのままでも、端子①の入力定在波比は  $1.02$  以下に入るので問題はない。

今簡単の為に  $\ell = \frac{\lambda}{4}$  で  $\alpha \ll 1$  の場合につきのべる。端子①に  $V_1$  の電圧が加つた時、 $T_1$  の一次電流は (5.12) 式を用いて、 $\alpha I_3$  となる為、 $T_1$  の入力アドミッタンスは

$$\frac{\alpha^2}{(1+\alpha)^2} \frac{W}{W_1 W_2}$$

となる。又①'よりA姿態線路側を見たアドミッタンスは

$$\frac{W}{W_1^2 (1+\alpha)^2}$$

である。故に端子①の入力アドミッタンスを  $\frac{1}{W}$  にする為には

$$\frac{1}{(1+\alpha)^2} \left\{ \frac{\alpha^2}{(1+\alpha)^2} \frac{W}{W_1 W_2} + \frac{W}{W_1^2 (1+\alpha)^2} \right\} = \frac{1}{W}$$

の関係が必要である。故に  $\alpha \ll 1$  の場合には

$$W_1 = \frac{W}{(1+\alpha)^2} \div \frac{W}{1+2\alpha} \quad (5.19)$$

とすればよい。

さて (5.19) 式を  $r_c, r_b, \theta$  を用いて求めて見る。

今主同軸のスリット以外の導体半径を夫々  $r_{c0}, r_{b0}$  とし、

$$W = \frac{10^{-8}}{3C_{12}^0}, \quad W_1 = \frac{10^{-8}}{3(C_{12} + C_{11} + \frac{2C_{11}C_{12}}{C_{22}})}, \quad C_{12}^0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{r_{b0}}{r_{a0}}}$$

の関係及び (5.15) 式を用いると

$$\frac{W}{W_1} = \frac{C_{12} + C_{11}(1 + \frac{2C_{12}}{C_{22}})}{C_{12}^0} = \frac{\ln \frac{r_{b0}}{r_{a0}}}{\ln \frac{r_b}{r_a}} (1+\alpha) \quad (5.20)$$

をうる。(5.20) 式を (5.19) 式に代入すると

$$\ln \frac{r_b}{r_a} = \left( \ln \frac{r_{b0}}{r_{a0}} \right) (1-\alpha) \quad (5.21)$$

(5.21)式をうる。故にスリットがないと仮定した時の主同軸のスリット部分における波動抵抗を  $W_1'$  とすると

$$W_1' = W(1-\alpha) \quad (5.22)$$

となり、結合量が多い程、スリット部分の波動抵抗を小さくしなければならない。即ちこの部分だけ、主伝送同軸の内部導体を太くすればよい。

次に参考のために、スリット部分の内部導体の太さを、スリット以外の太さと同じものにした場合の整合状態を求めて見る。上で求めた様に、端子①の入力アドミタンスは

$$\frac{1}{(1+\alpha)^2} \left\{ \frac{\alpha^2 W}{W_1 W_2} + \frac{W}{W_2^2} \right\}$$

なる為、 $\alpha \ll 1$  では入力インピーダンスは

$$\frac{W^2}{W_2} (1+\alpha)^4$$

となる。これに(5.20)式を代入して入力端子①の定在波比  $r$  を求めると(5.23)式をうる。

$$r = 1 + 2\alpha \quad (5.23)$$

## 5.4. 設計方法

### 5.4.1. 設計方法

上記に於て色々解析を行つたのでその結果を用いて設計する順序と公式を整理する。

最初に与えられる条件は、周波数と結合度及び  $W$  とする。尚  $\alpha \ll 1$   $\ell = \frac{\lambda g}{4}$  の場合につき以下のべる事にする。

- (1)  $\ell$  は周波数によつて  $\frac{\lambda g}{4}$  の関係により定まる。
- (2)  $W_2$  を任意に与える。これは  $\alpha \ll 1$  なる為、スリットがないと仮定した時の外部同軸の波動抵抗としてよい。
- (3) スリット角  $\theta$  の決定

(5.17)式において

$$20 \log_{10} \sqrt{\frac{W}{W_2}} \text{ が求まる。}$$

$$20 \log_{10} \alpha = 20 \log_{10} \frac{0.73 \theta^2}{\pi^2 \ln \frac{r_b}{r_a}} = \text{結合度} - 20 \log_{10} \sqrt{\frac{W}{W_2}}$$

----- (5.24)

故に(5.24)式の右边が求まる。従つて第5.5図を用いて $\theta$ が求まる。

- (4) スリット部分における主伝送同軸の内部導体の半径 $r_a$ の決定

(5.24)式に於て $\alpha$ が求まる故、これを(5.21)式に代入して

$$\ln \frac{r_b}{r_a} = \ln \frac{r_{b0}}{r_a} = \left( \ln \frac{r_{b0}}{r_{a0}} \right) (1 - \alpha) \quad (5.21)$$

より $r_a$ が定まる。

- (5)  $P_1$   $P_2$  同軸内の整合用変成器T(第5.1図参照)の波動抵抗 $W_T$ の決定

第5.1図に於て、スリット端より外部同軸短絡面までの距離 $\ell'$ を $\frac{\lambda}{4}$ と選ぶと

$$W_T = \sqrt{W W_2} \quad (5.25)$$

(5.25)式により定まる。尚この場合 $P_1$ ,  $P_2$ の端子は $W$ の波動抵抗で終端したものとする。

次に実際問題として、 $f, g$ 点における高次姿態の影響をも含めて、 $P_1, P_2$ を整合する為、第5.1図に示す如く微整合用容量 $C$ 。を入れ、その位置と、 $\ell'$ を少しずらせる事により、完全整合する事が出来る。

以上で全て設計を完了する事になる。

#### 5.4.2. 実 例

$1\frac{5}{8}$ 吋の主同軸線路( $50\Omega = W$ )で、669.25MCの周波数にて結合度が-40dbのものを設計する。5.4.1に従つて行つて次の如くなる。

- (1)  $\ell = \frac{\lambda}{4} = 11.2\text{ cm}$ 、即ちスリットの長さは11.2cmとする。
- (2)  $W_2$ の決定、任意に選定出来るので一応 $3\frac{1}{8}$ 吋の給電線の外部導体を、最外部導体3に使用する事にすると  $W_2 = 37.2\Omega$ となる。
- (3) スリット角 $\theta$ の決定

$$20 \log_{10} \sqrt{\frac{W}{W_2}} = 20 \log_{10} 1.16 = 1.3 \text{ (db)}$$

故に  $20 \log_{10} \alpha = \text{結合度} - 1.3 = -40 - 1.3 = -41.3 \text{ db}$

従つて第5.5図より、0.305ラジアンとなる。

- (4) スリット部分に於ける主伝送同軸の内部導体の半径 $r_a$ の決定

(5.24)式に於て、 $\alpha = 0.00862$

$$\therefore \ln \frac{r_b}{r_a} = \left( \ln \frac{r_{b0}}{r_{a0}} \right) (1 - 0.00862)$$

しかるに  $W = 50 \Omega$  の時は  $\ln \frac{r_{b0}}{r_{a0}} = 0.83$  なる為

$$\ln \frac{r_b}{r_a} = 0.83(1 - 0.00862) = 0.823$$

$$\therefore r_a = \frac{r_b}{2.277} = \frac{r_{b0}}{2.277} = \frac{19.4}{2.277} = 8.53(\text{mm})$$

となる。

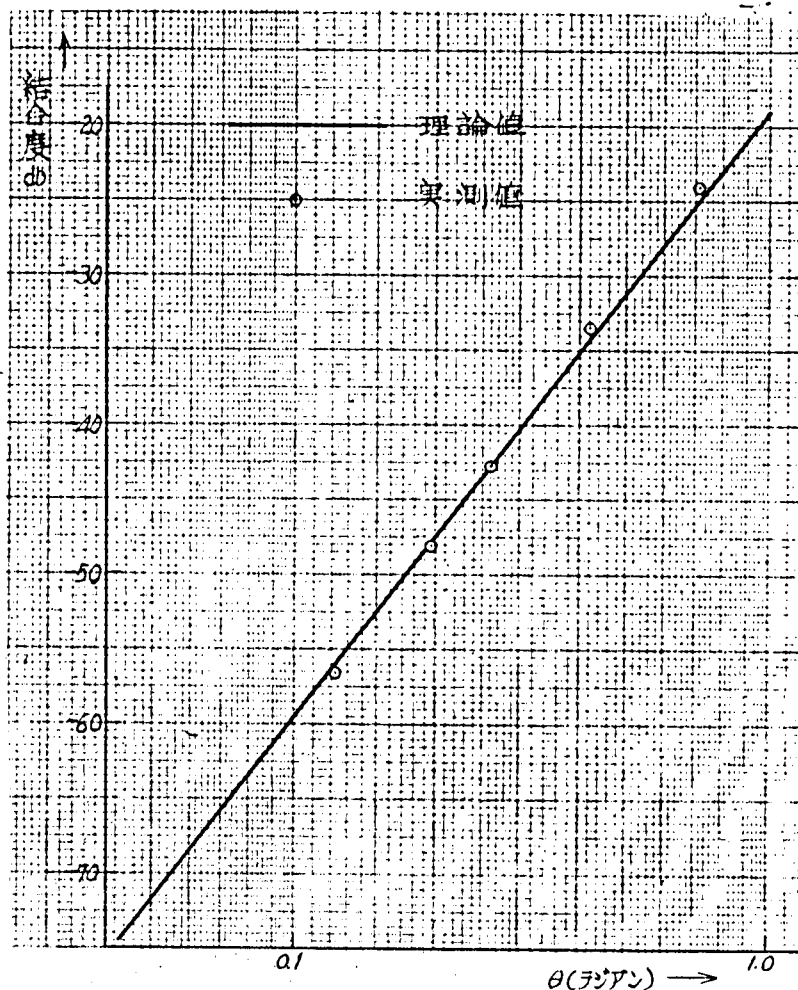
(5)  $P_1$   $P_2$  同軸の整合用変成器  $T$  の波動抵抗  $W_T$  の決定

$$(5.25) \text{ 式により } W_T = \sqrt{50 \times 37.2} = 43.2 \Omega$$

以上で全て設計を完了した事になる。

## 5.5. 実験結果と理論値との比較

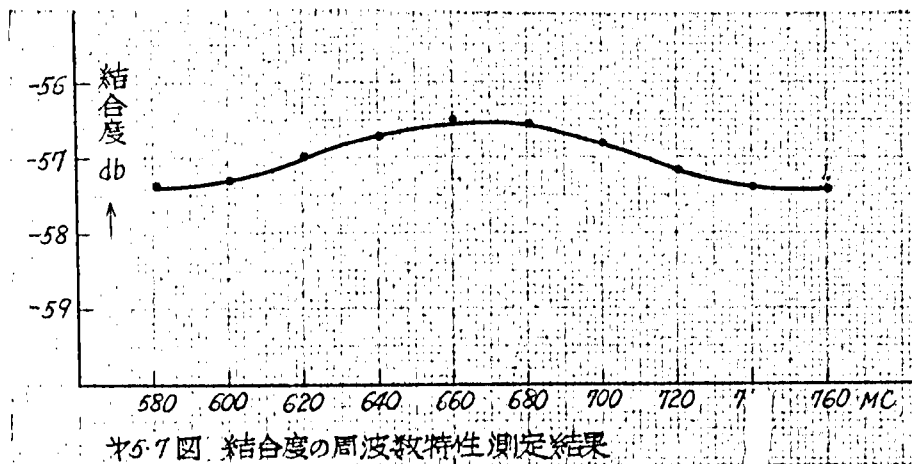
### 5.5.1 結合度における実験結果と理論値との比較



※5-6図  $W=50\Omega$   $W_2=37.2\Omega$  の場合の結合度とスリット角  $\theta$  との関係

我々は周波数 669.25 MC 用のものを、種々のスリット角のものについて製作し、実験した結果、第 5.6 図の丸印の如き結果を得た。(  $W_2 = 37.2 \Omega$  とした。 ) 尚理論値を実線にて示したが、これより -60 db より -20 db 程度までの間に於て、約 1 db 以内の誤差である事が解る。

尚参考の為、周波数特性を測定すると、第 5.7 図の様に非常に広い事がわかった。



### 5.5.2. 主伝送線路の入力整合の実験結果

-25 db より -55 db 程度までの結合度をもつものにつき夫々スリット部分の  $r_a$  を第 1 表に示した如く理論上の値に製作して、端子①の入力定在波比を測定した結果、全て、1.02 以内に保つ事が出来た。

第 1 表  $r_a$  の理論値と入力定在波比の実測結果

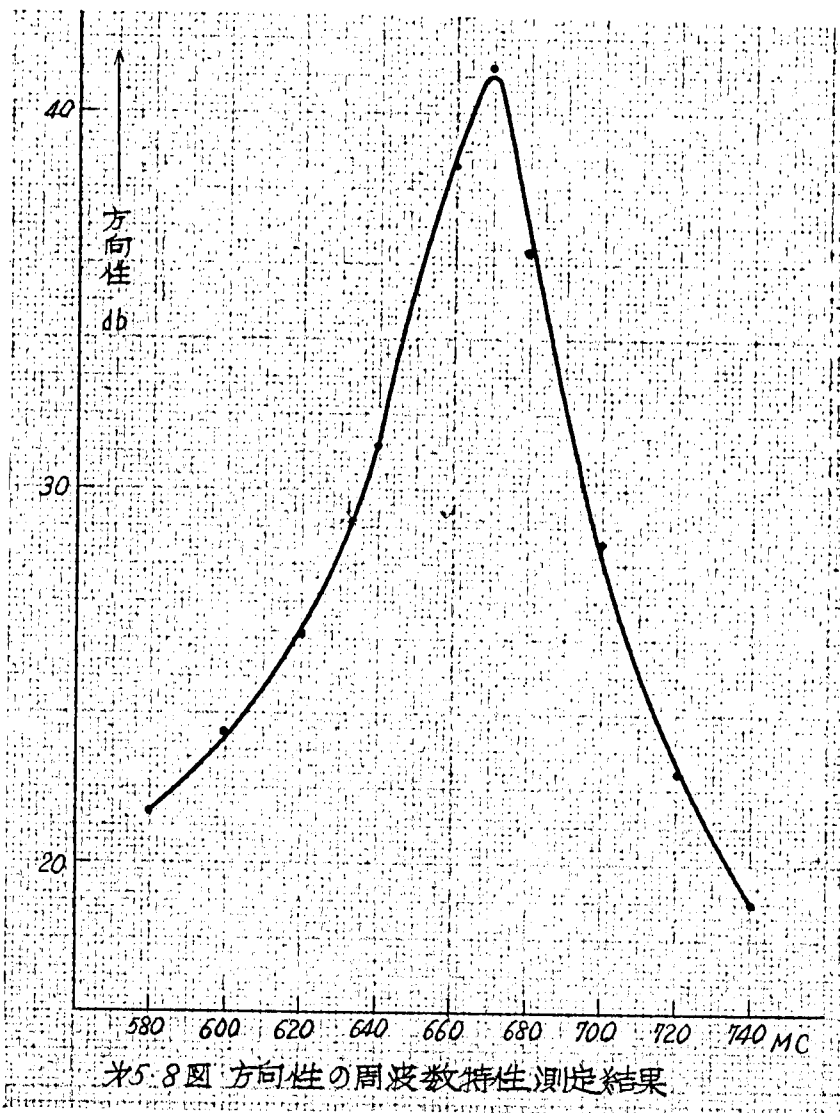
結合度	$r_a$	入力定在波比
-56.5 db	何れも $r_{a.0}$ とする。 (補正を行わない。)	1.02 以下
-48 db		
-43 db		
-34 db		1.02 以下
-24 db		1.02 以下

### 5.5.3. 方向性の実験結果

端子①に信号を入れた場合の端子③④に関する方向性を測定した結果、何れの結合度のものに対しても約40db~45db程度を有していた。各測定値は 第2表の如くである。

第2表 方向性の実測値

結 合 度	方向性の実測値
- 5 6.5 db	4 1 db
- 4 8 db	4 2 db
- 4 3 db	4 2 db
- 3 4 db	4 5 db
- 2 4 db	4 5 db



尚参考の為に方向性の周波数特性を測定した結果、第5.8図の様であり、これより30 db以上の方向性をもつ帯域巾は約60 MCあり、我々の要求は十分に満している。

又この周波数特性は、理論的には外部同軸の $\frac{\lambda}{4}$ 短絡アドミッタンス $Y_1$ と取り出し口の同軸内にある整合用変成器Tの帯域により制限されており、これは $Y_1$ を小さくする事及びTを数段変成器にすればより広帯域化する事は可能である。 $\frac{\lambda}{4}$ 短絡アドミッタンス $Y_1$ を小にする事は、損失のあるフェライトコア等を適当な直径の同軸状に挿入する事により実現出来る。<sup>(42)</sup>

## 第 6 章 同軸エルボの定在波比の<sup>(7)</sup> Tchebyscheff 近似

### 6.1 緒 言

ブリッジの出力端子の接続、或いは空中線系の接続等あらゆる給電線系統に同軸エルボが用いられ、使用する電力が大きくなると、その同軸の直径も大きくなり、従つてその曲り目に用いるエルボの整合特性が悪くなる。その為、使用周波数帯域も狭くなり、自ら限界が出来てくる。

そこで本章に於ては $90^\circ$ エルボがどの程度の周波数帯域にわたつて、良好な定在波比を保ちうるかといふ事について研究を行つた。

先ず同軸エルボの内部導体の太さを変化しつゝその等価回路網を測定により求め、その外部に補正回路を附加する事により Tchebyscheff 特性をもつ低域ろ波器として広帯域化する事を行つた。

又この場合、内部導体の太さには最適値があり、この最適値にした場合、与えられた定在波比を保ちうる限界周波数を各種の太さの同軸につきもとめた。

### 6.2 同軸エルボの回路定数測定

今任意の直径の同軸エルボにつき測定しておけば、直径が変化した場合には、それに逆比例して周波数帯域を考慮する事が出来るので、一応  $\frac{1}{8}$  吋エルボにつき実験を行つた。なお波動抵抗は  $50\Omega$  のものにつき測定を行つた。

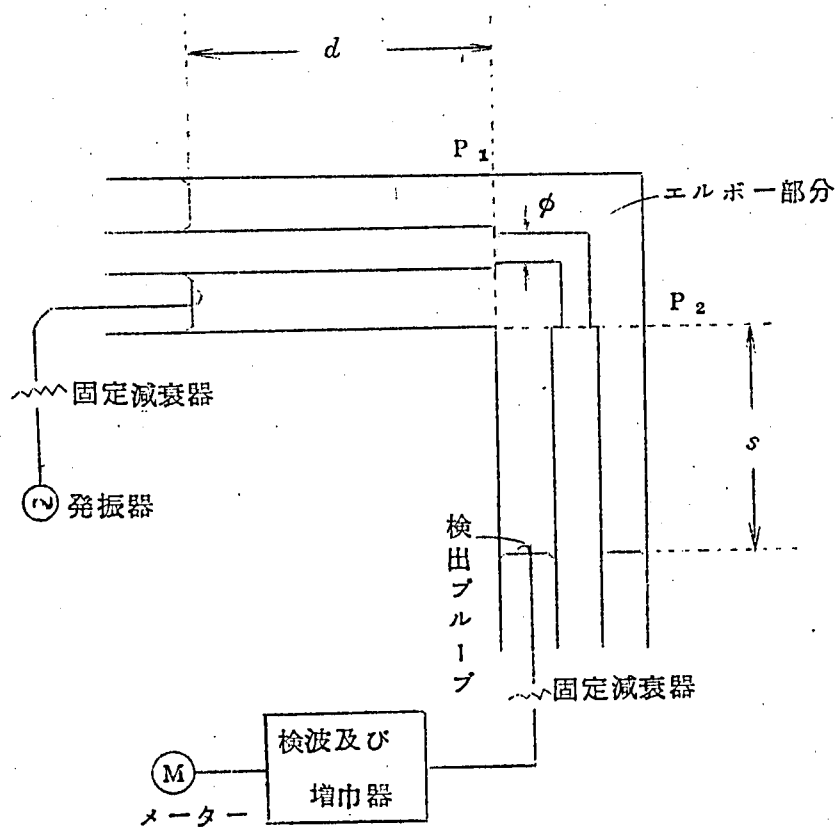
次に測定方法は色々考えられるが、測定の際、附属部品（例えばテーパ管、SWR計等）を取付けると、その定在波比の影響が現れるので、それらの影響のない S 曲線法を用いて測定を行つた。

即ち第 6.1 図に示す如く、エルボの入出力端子に延長同軸を取付け、エルボの曲り目  $P_1$ 、 $P_2$  より夫々  $d$ 、 $s$  の距離で短絡した時、回路が共振するとする。

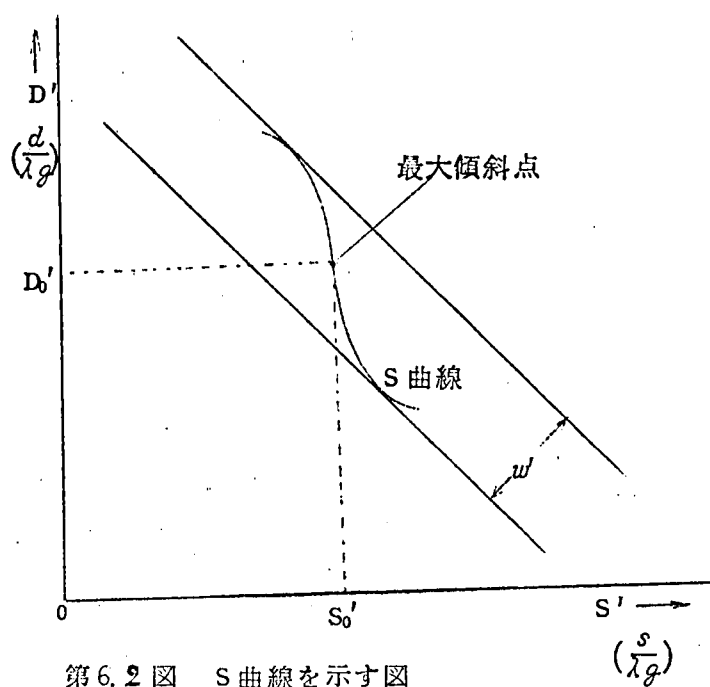
今  $d$  を変化しつゝ  $s$  を測定し、 $\frac{d}{\lambda_g} = D'$  と  $\frac{s}{\lambda_g} = S'$  の関係を描くと第 6.2 図の如き S 曲線を描く。

今この S 曲線の最大傾斜点  $D'$ 、 $S'$ 、及び振巾  $w'$  を用いると第 2 章にのべた様に、エルボ一部分の Z 行列要素が求まる。





第 6.1 図 エルボの回路定数測定方法



第 6.2 図  $S$  曲線を示す図

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \cot^2 2\pi \left( \frac{1}{\delta} - \frac{\sqrt{2}}{4} W' \right) \\ \alpha &= \tan 2\pi D_0', \quad \beta = \tan 2\pi S_0' \\ \frac{Z_{11}}{W} &= -j \frac{\alpha\beta + \gamma}{\beta - \alpha\gamma}, \quad \frac{Z_{22}}{W} = j \frac{1 + \beta\gamma}{\beta - \alpha\gamma} \\ \frac{Z_{12}^2}{W^2} &= \frac{Z_{11} Z_{22}}{W^2} - \frac{\alpha - \beta\gamma}{\beta - \alpha\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (6.1)$$

従つてこの部分の四端子定数（非対称表示）A, D及びBは<sup>(6.1)</sup>式で得た  $\frac{Z_{11}}{W}$ ,  $\frac{Z_{22}}{W}$ ,  $\frac{Z_{12}}{W}$  を用いて（6.2）式により求める事が出来る。

$$\left. \begin{aligned} A &= - \frac{\frac{Z_{11}}{W}}{\frac{Z_{12}}{W}}, \quad D = - \frac{\frac{Z_{22}}{W}}{\frac{Z_{12}}{W}}, \\ B &= \left( \frac{Z_{12}}{W} - \frac{\frac{Z_{11}}{W} \frac{Z_{22}}{W}}{\frac{Z_{12}}{W}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

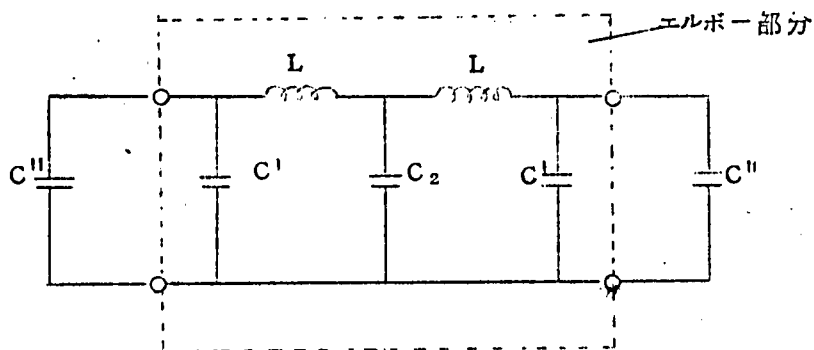
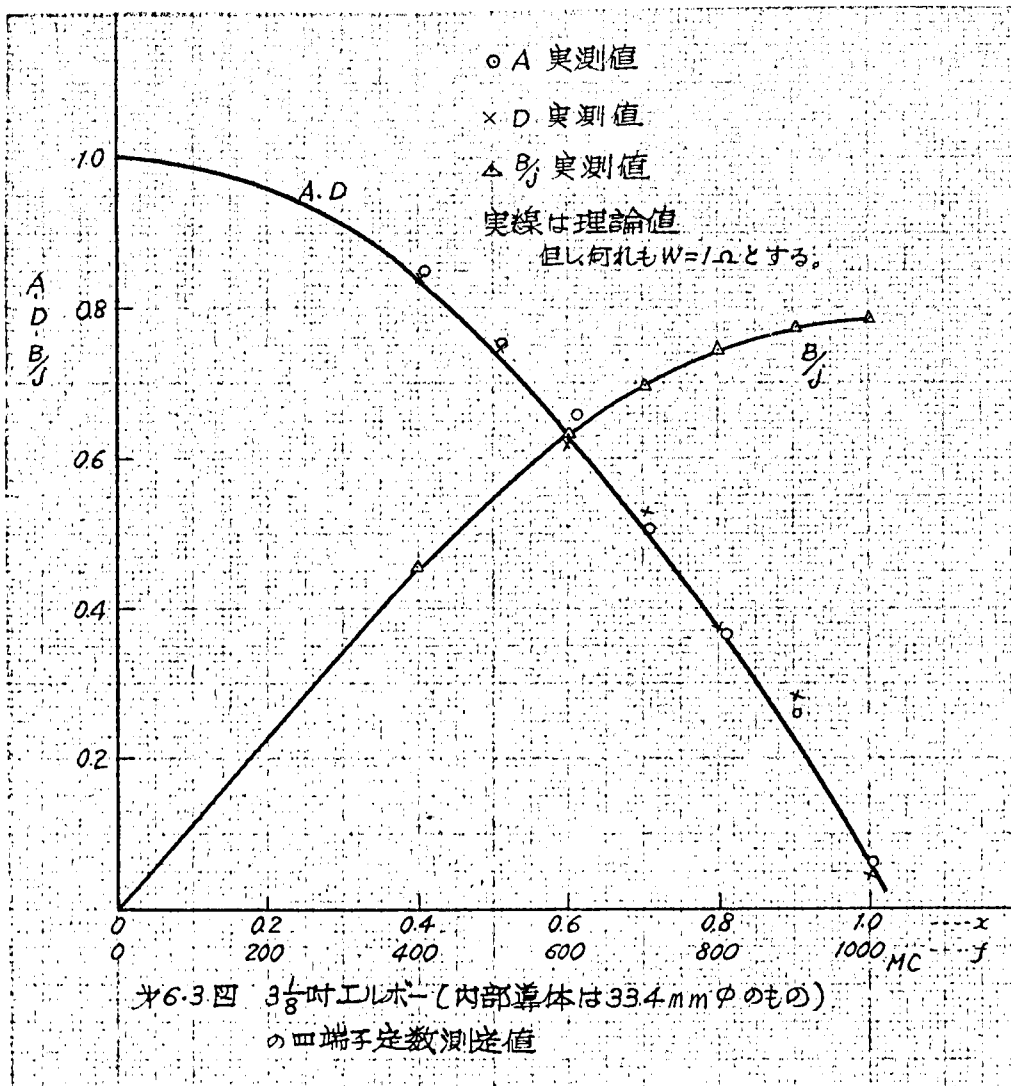
先ず最初にエルボ一部分の内部導体の直径が $\frac{1}{8}$ 吋の内部導体と等しいものについて行い、周波数を色々に変化しつつ、A, D, Bを測定すると第6.3図の様な値を得た。

（但、W = 1 Ωに規準化した値）

同図においてAとDとが殆んど等しいことから対称回路の条件が満足されている事がわかる。

今第6.3図A, D, Bを満足する等価回路は次節の方法により求まり、その結果、第6.4図の点線内の様な5素子の対称型回路で近似出来る。さて同図においてCに並列に適当な補正容量を入れる時、もし $L/C_2$ の比が適当であれば、出力端子に波動抵抗を接続した時の入力定在波比がTchebyscheff特性をもつ様にする事が出来る。

例えば帯域内の最大定在波比が1.01になる様なTchebyscheff特性をもたせる為には $L/C_2$ は0.85でなければならない。しかるに第6.4図の $L/C_2$ は0.56であり、かなり小さいので最適値0.85にする為にはLを大にしC<sub>2</sub>を小さくする必要がある。従つ



$$L = 0.96 \times 10^{-10}, \quad C_2 = 1.84 \times 10^{-10}, \quad C_1 = 0.44 \times 10^{-10}$$

$C''$  は外部に取付ける補正容量

〔但しこれらの値は内部導体、外部導体共に  $3\frac{1}{8}$  吋のもの  
 を使用した値で、 $W=1\Omega$  に規準化したものを示す〕

第6.4 図 エルボ-の等価回路網

つて内部導体の直径を尚細くすればよいという想像がつく。この様な考察に基いて $\phi$ をだんだん小さくした場合につきエルボ一部分のA及びBを測定した。

### 6.3. 同軸エルボの等価回路網の構成

6.2.で得られた四端子定数を満足させる等価回路を作り、この外部に適当な附加回路を接続して広帯域整合を行うわけであるが、この附加する整合回路の設計を容易にする為、次の仮定をおく。

仮定1. エルボ内部を集中定数で近似する。

仮定2. 5素子の梯子型低域ろ波器で構成されると仮定する。

仮定3. 対称回路であると仮定する。

この様な仮定をおくと等価回路は第6.6図(a)又は(b)の如くなり、外部にて補正を行う場合、直列にインダクタンスを入れるか、或いは並列にキャパシタンスを入れるかに応じて、第6図の(a)又は(b)を選択すればよい。我々は後者を選んだ。(第6.4図となる。)

今エルボ内部の四端子定数の中、A、Bを第6.4図の $L, C', C_2$ を用いて表わすと、

$$\left. \begin{aligned} A &= L^2 C' C_2 P^4 + L(2C' + C_2)P^2 + 1 \\ B &= L^2 C_2 P^3 + 2LP \end{aligned} \right\} \quad P = j\omega$$

となりBは3次の奇多項式、Aは4次の偶多項式となる。

従つて実周波数軸上では

$$\left. \begin{aligned} A(j\omega) &= L^2 C' C_2 \omega^4 + L(2C' + C_2)\omega^2 + 1 \\ \frac{B(j\omega)}{j} &= -L^2 C_2 \omega^3 + 2L\omega \end{aligned} \right\} \quad (6.3)$$

となる。所で前節に於て  $A(j\omega), B(j\omega)$  の値は、 $0 < \omega < \omega_m$  ( $\omega_m$  は測定周波数の上限) の範囲に於て測定されているので、これら  $A(j\omega), B(j\omega)$  の値を満足する様な $\omega$ の多項式を求めれば、(6.3)式の係数を比較する事により $L, C', C_2$ が計算出来る。

これには先ず  $A, \frac{B}{j}$  の値を $\frac{\omega}{\omega_m} = z$ の函数として表わし、次にこれを0, 1, 2, 3, 4位のLegendre多項式 $P_0, P_1, P_2, P_3, P_4$ を用いて近似する。

即ち

$$\left. \begin{aligned} A(x) &= a_4' p_4 + a_2' p_2 + a_0' p_0 \\ \frac{B(x)}{J} &= a_3' p_3 + a_1' p_1 \\ a_i' &= (2i+1) \int_0^1 A \cdot p_i dx \quad (i=2,4) \\ a_i' &= (2i+1) \int_0^1 \frac{B}{J} p_i dx \quad (i=1,3) \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

$$\text{但, } \left\{ \begin{aligned} p_0 &= 1 & p_3 &= \frac{5}{2}x^3 - \frac{3}{2}x \\ p_1 &= x & p_4 &= \frac{35}{8}x^4 - \frac{15}{8}x^2 + \frac{3}{8} \\ p_2 &= \frac{3}{2}x^2 - \frac{1}{2} \end{aligned} \right.$$

(6.4) 式によつて近似する。この (6.4) 式における  $0 < x < 1$  の積分は、シンプソン法又は図解法によつて計算する。

この (6.4) 式の多項式は  $A, \frac{B}{J}$  の値を  $0 < \omega < \omega_m$  の間に於て最小 2 乗近似して (43) いる事になる。

(6.4) 式を分解し、 $x$  の降べき順にならべると

$$\left. \begin{aligned} A(x) &= a_4 x^4 + a_2 x^2 + a_0 \\ \frac{B(x)}{J} &= a_3 x^3 + a_1 x \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

(6.5) 式をうる。(6.5) 式と (6.3) 式と比較する事により、(6.6) 式をうる。

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{a_1}{2\omega_m} \\ C_2 &= \frac{-4a_3}{\omega_m a_1^2} \\ C' &= \frac{1}{\omega_m a_1} \left( \frac{2a_3}{a_1} - a_2 \right) \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

即ち、(6.6)式を用いて第6.4図の等価回路定数 $L$ 、 $C^1$ 、 $C_2$ を求める事が出来る。

以上の方法によつて $\frac{1}{8}$ 吋同軸で $\phi = 3.4 \text{ mm}$ の場合につき求めて見る。先ず、測定は1000 MCまで行つたので、 $\omega_m = 2\pi \times 1000 \times 10^6$ とすると $A(x)$ 及び $\frac{B(x)}{j}$ は第6.3図に於て $f = 1000 \text{ MC}$ の所を $x = 1$ としたものになる。今之を多項式にて展開すると

$$A = 0.0946 x^4 - 1.03 x^2 + 1.0056$$

$$\frac{B}{j} = -0.42 x^3 + 1.205 x$$

となり(6.6)式を用いて $L$ 、 $C^1$ 、 $C_2$ を求めると、

$$L = 0.96 \times 10^{-10}, \quad C^1 = 0.44 \times 10^{-10}, \quad C_2 = 1.84 \times 10^{-10}$$

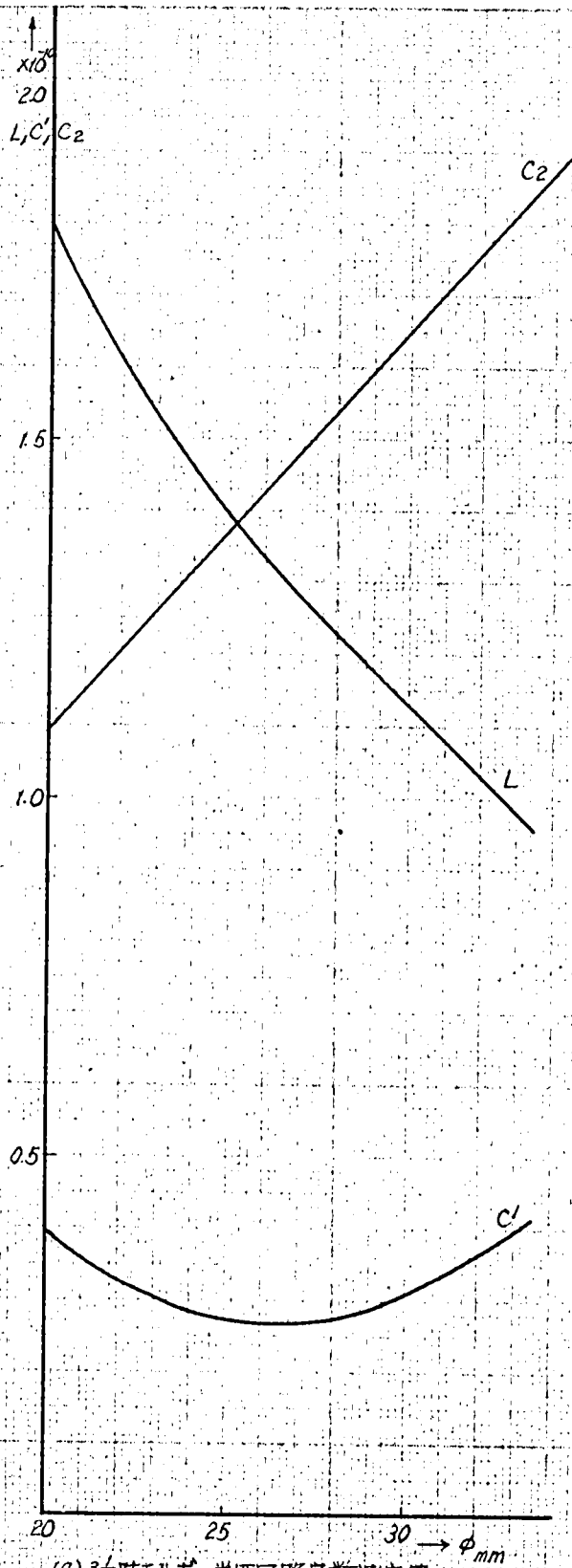
となる。逆にこの値を用いた $A$ 、 $\frac{B}{j}$ の数値は第6.3図実線の様になり、殆んど一致している事がわかる。同様の方法により、種々の $\phi$ につき、 $L$ 、 $C^1$ 、 $C_2$ を求めた結果を図示すると、第6.5図の様になる。

尚第6.5図(a)は $\frac{1}{8}$ 吋の回路定数であるが、直径が異つた同軸に対しては(例えば大きくなる) $L$ 、 $C^1$ 、 $C_2$ 何れもそれに比例して(大きくなる。)計算すればよい。又 $\frac{L}{C_2}$ は同軸の大きさに無関係で単に同軸の内部導体の半径の比 $\frac{r_a}{r_b}$ により定まり、 $\frac{1}{8}$ 吋の測定値がそのまま用いられ、第6.5図(b)の様になる。

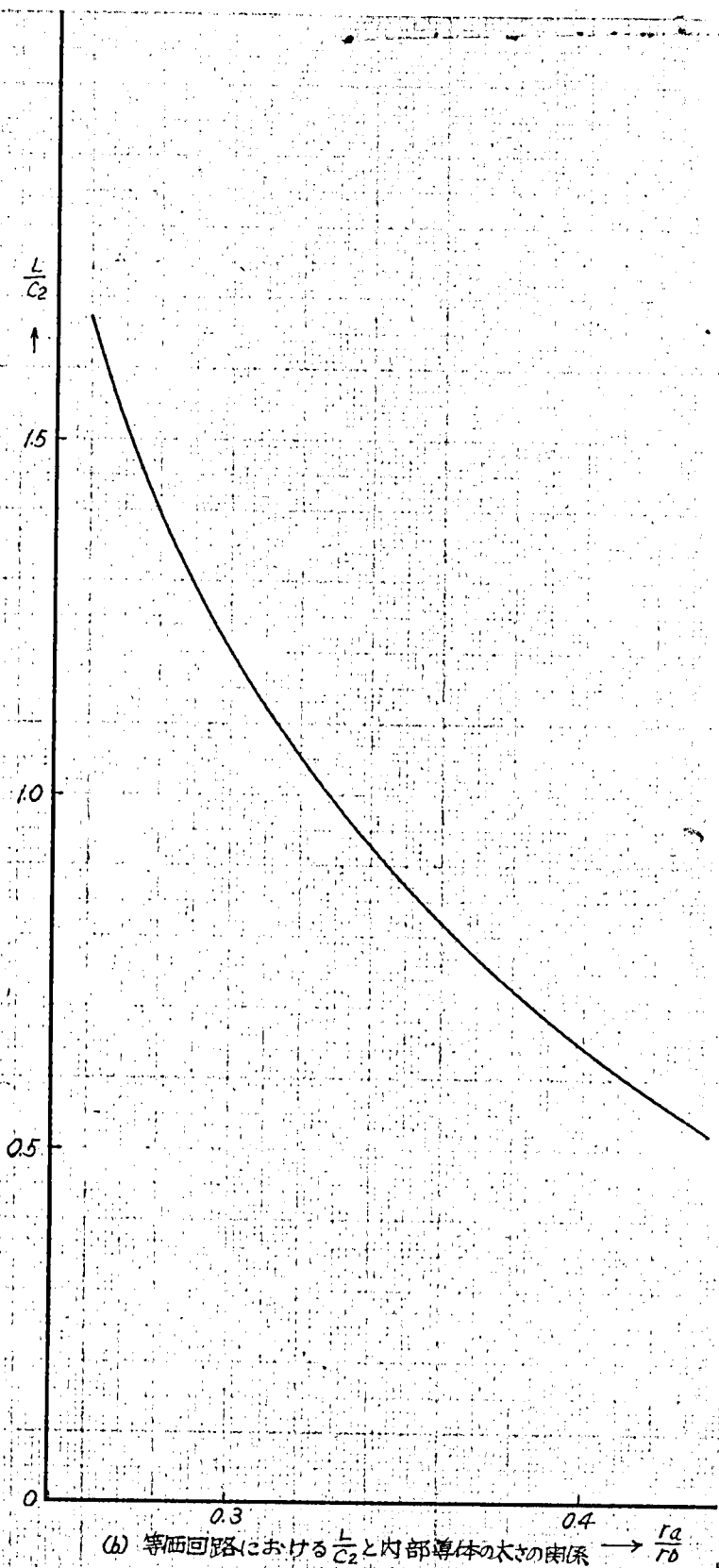
上記の方法は四端子定数を最小二乗近似する方法であるが、この他無反射端で終端した場合の入力インピーダンスの実数部分を最小二乗近似する方法も考えられる。

即ち、実数部分の値は $-\frac{Z_{12}^2}{1 - Z_{11}^2}$ により測定値から求まり、尚この逆数は実係数偶多項式(この場合は梯子型低域ろ波器なる故)になる。<sup>(44)</sup>従つて上記と同様な方法により、実数部の逆数を近似する偶多項式を求める。

次にこれをNorm形式に因数分解すると、 $(A+C)(A-C)$ となり、従つてその因数の偶数部及び奇数部は夫々四端子定数の $A$ 、 $C$ となる。故にこれを用いて回路が求まる。最初のべた $A$ 、 $B$ を最小二乗<sub>近似</sub>する方法は、後者の方法に必要な因数分解の手間がない点は便利である。



(a) 3 1/8 吋エルボ-等価回路定数測定値



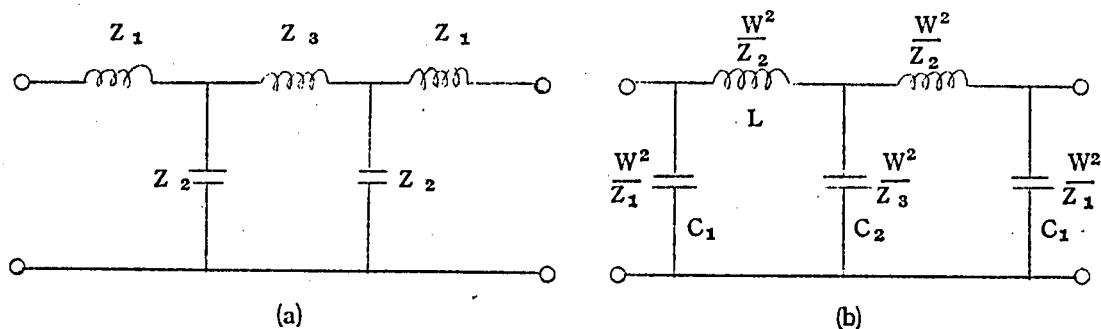
(b) 等価回路における  $\frac{L}{C_2}$  と内部導体の太さの関係  $\rightarrow \frac{r_a}{r_b}$

才6.5 図 エルボ-の等価回路定数

#### 6.4. 定在波比を Tchebyscheff 近似する為の補正回路の設計

エルポー内部の等価回路が第 6.4 図の様に 5 つの素子で求められているので、補正回路を入れて出来上った回路の次数  $n$  も 5 以上である。又対称回路網という仮定のもとに奇数でなければならない。次数  $n$  をませば、帯域は広がるが  $n=5$  の場合が最も実用的であると思われるので、この場合につきのべる。

今第 6.6 図(a)の様な梯子型対称回路において、 $Z_1, Z_2, Z_3$  の値が適当な値であると、通過帯域で Tchebyscheff 特性を有し、減衰域では Wagner 特性の低減ろ波器となること<sup>(45)</sup>とが知られている。又第 6.6 図(a)の回路と(b)の回路とは全く同じ伝送電力特性(従って入力定在波比特性も同じになる。)<sup>(46)</sup>を有する事が知れているから、我々は(b)の方を用いる事にする。この理由は、丁度エルポーの内部等価回路が、第 6.4 図の如くなっており、従ってこの回路定数を満す事が出来るからである。



第 6.6 図 梯子型対称回路による低域ろ波器を示す図

この回路を用いて通過帯域で Tchebyscheff 特性をもつ、低域ろ波器を作った場合、入力定在波比  $r$  は

$$r = 1 + \frac{\Delta r}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + T_{10}\left(\frac{f}{f_c}\right)} = |1 + \Delta r| T_5|$$

$\Delta r$  = 通過帯域内における最大定在波比の 1.0 より of ズれを示す。

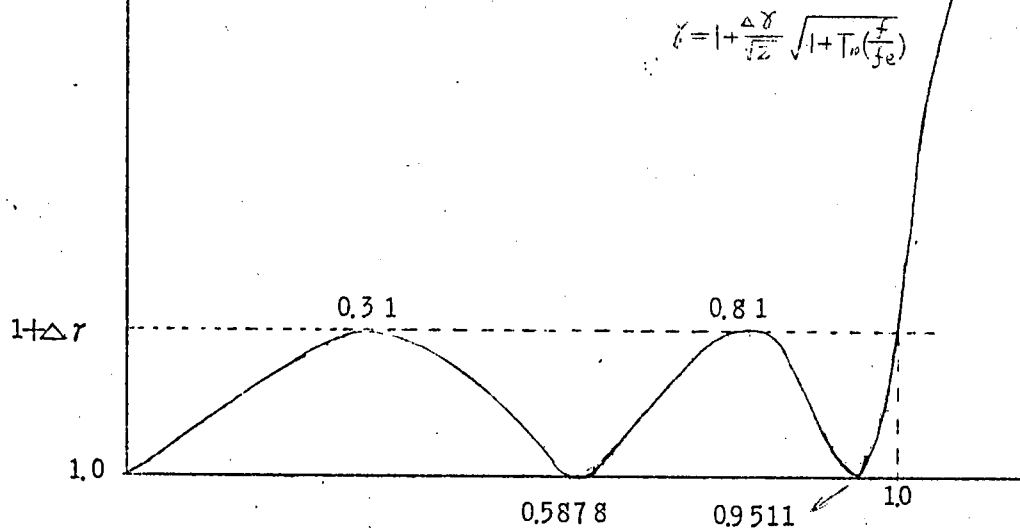
$T_{10}$  = 第 10 次第 1 種 Tchebyscheff 多項式

$f_c$  = 遮断周波数

の如くなり、これを示すと第 6.7 図の如くなる。



第 6.7 図  $n=5$  の Tchebyscheff 近似をした定在波比の特性を示す図



こゝで、通過帯域内の最大定在波比  $r$  の値に応じて回路定数は異ってくる。

これを計算すると第 1 表のようになる。(計算方法は文献(46)を参照)

第 1 表 定在波比と第 6.6 図(b)の回路定数との関係

( $W = 1 \Omega$  に標準とした場合)

回路定数 定在波比 $r$	$L \times \pi f c$	$C_1 \times \pi f c$	$C_2 \times \pi f c$	$L/C_2$	$C_1/C_2$
1.01	0.468	0.207	0.548	0.850	0.378
1.02	0.525	0.241	0.614	0.858	0.393
1.03	0.560	0.271	0.654	0.856	0.415
1.04	0.585	0.294	0.685	0.854	0.429
1.05	0.602	0.310	0.706	0.853	0.439

これらの資料に基いて補正回路の設計法を順を追ってのべる。

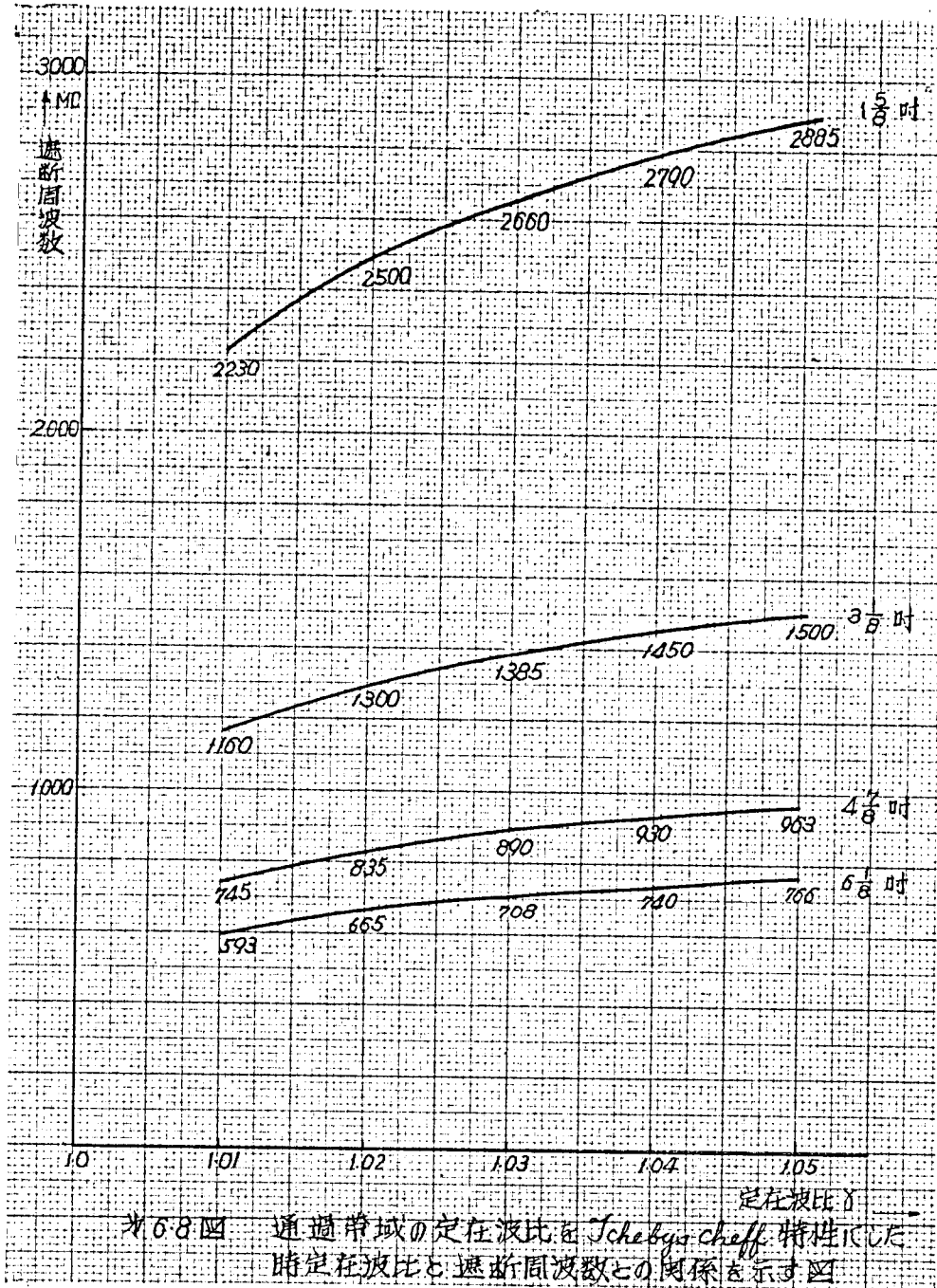
#### 1. 内部導体の太さの決定

第 1 表からわかるように、まず要求する定在波比が定まると、 $L/C_2$  の値は遮断周

波数に無関係に定まり、この値を満足するエルボ一内部導体の外部導体に対する太さの割合は、第6.5図(b)から求まる。この際第1表よりわかる様に定在波比が変化しても $\frac{1}{2}C_2$ はあまり変化せず、従つて内部導体の最適値もごく僅かしか変化しないことがわかつた。

## 2. 遮断周波数 $f_c$ の決定

内部導体の外部導体に対する太さの比が定まると、之に対する $3\frac{1}{8}$  吋の場合の  $C_2$  が



第 6.5 図(a)にて求まる。これを  $C_2 \left(3\frac{1}{8}\right)$  とする。今使用する同軸の直径を  $D$  吋とする  
と、この場合の  $C_2$  は  $C_2 = C_2 \left(3\frac{1}{8}\right) \times \frac{D}{3\frac{1}{8}}$  として求まる。一方第 1 表にて  $C_2 \times \pi f_c$   
の値が定められているので、両者から  $f_c$  が計算出来る。以上の方法によつて帯域内最大  
定在波比の値と、 $f_c$  との関係を各種の同軸について計算した結果を第 6.8 図に示した。

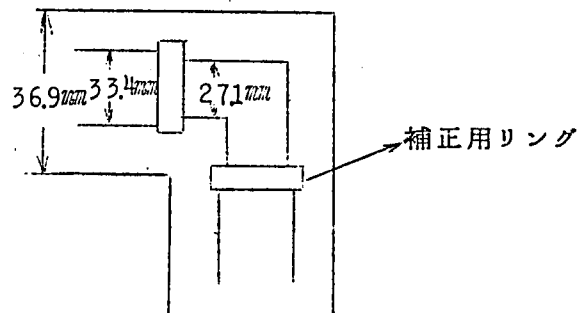
### 3. $C''$ の決定

上で求めた  $f_c$  と第 1 表の  $C_1 \times \pi f_c$  の値を用いて  $C_1$  が定まる。一方エルボー等価  
回路自体に含まれている  $C'$  が、第 6.6 図(a)に於て測定されているから、補正容量としては、  
 $C_1 - C'$  のものを入れればよい。この補正容量は、その部分だけ同軸の内部導体の太さ  
を太くして、近似的に容量を作ることにする。

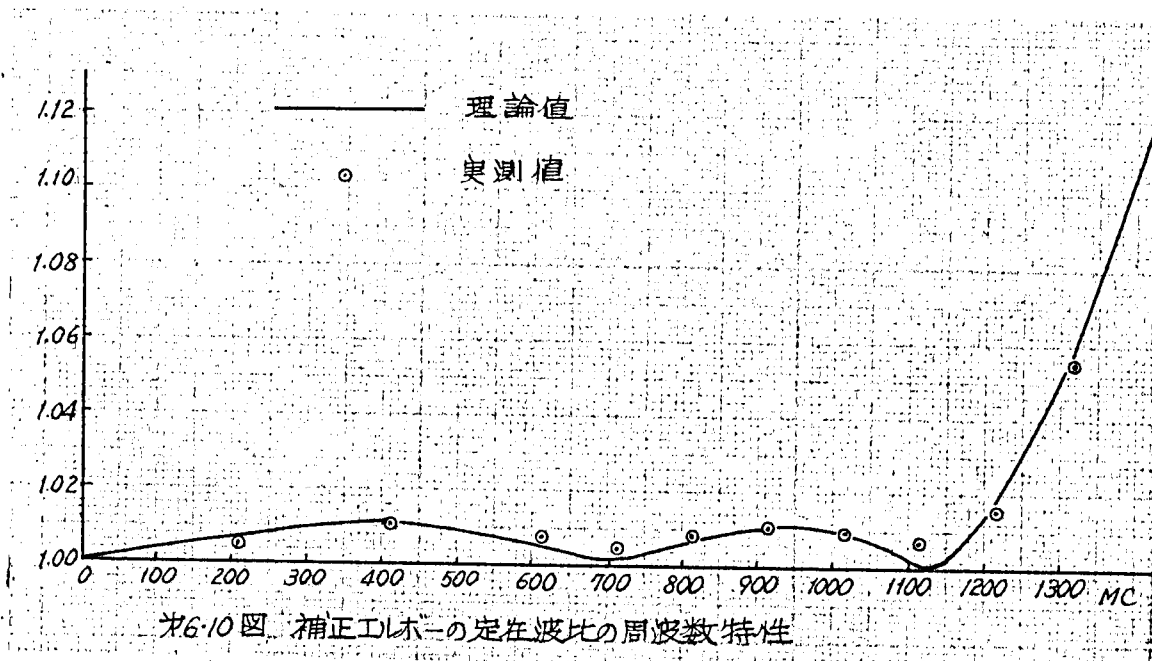
### 6.5. 実際例と実験結果

定在波比 1.01 で  $3\frac{1}{8}$  吋のエルボーを求める。この場合、第 1 表より  $L/C_2 = 0.85$  と  
なり、これを満足する  $r_a/r_b$  は 0.353 となる。従つて、内部導体の直径は、 $76.9 \text{ mm} \times$   
 $0.353 = 27.1 \text{ mm}$  となる。又第 6.5 図(a)より、 $C_2 = 1.5 \times 10^{-10}$  であり、一方  $C_2 \times \pi f_c$   
は第 1 表にて 0.548 であるので、之より  $f_c = 1160 \text{ MC}$  である。

今第 6.9 図に示す如く、 $27.1 \text{ mm}$  の内部導体を用い補正容量を入れた場合、この入力定在  
波比を測定すると第 6.10 図の丸印の如き特性を得た。定在波比の測定には、S 曲線法を用  
いた。この場合の理論値は、同図の実線の様になり、よく一致している。



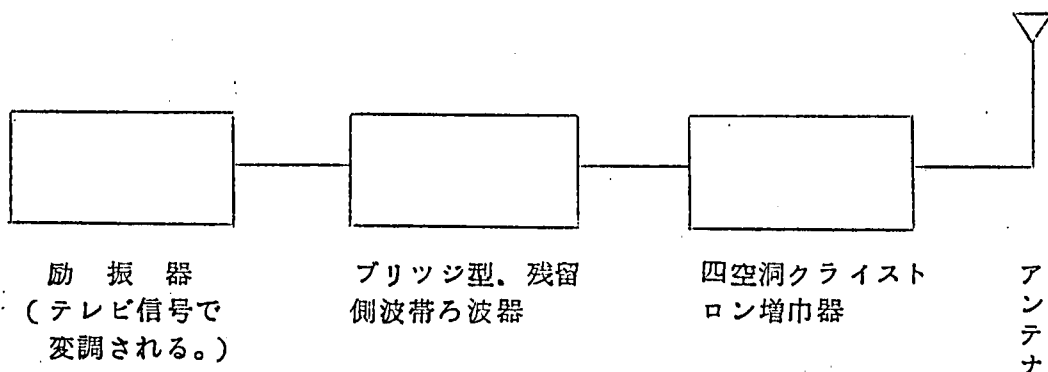
第 6.9 図  $3\frac{1}{8}$  吋 補正エルボーの構造



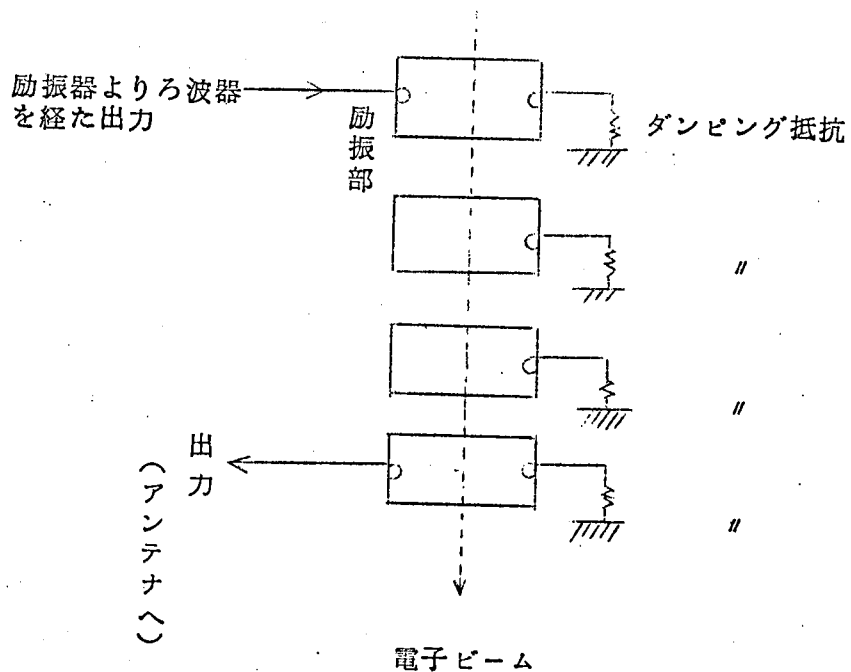
### 7.1. 緒 言

テレビジョンUHF大電力送信機に用いられている一つの方式として、第7.1図に示す方式が用いられている。即ち先ず小電力の所で、テレビジョン映像信号で変調し、それを側波帯成分のうち一部分だけ減衰させる所謂、残留側波帯ろ波器に通す。このろ波器を通過した被変調波成分を更に大電力に増巾する為、多空洞クライストロン増巾器の励振部に供給する。

さて、多空洞クライストロン増巾器には、第7.2図に示す様に、いくつもの空洞共振器が使用されており、これ等は夫々ダンピング抵抗により適当な負荷 $Q_L$ をもっている。そうしてこれ等の空洞共振器がお互いに、スタガーになる様につくられており、広帯域増巾を行つている。そうして第7.2図の一番上部の空洞共振器を励振して一番下部の空洞共振器から出力を取り出し、アンテナに導いている。この場合通常、箇々の空洞共振器の負荷 $Q_L$ は100～200程度である為、励振部の入力整合帯域は、非常に狭く、実際に測定すると、定在波比1.2以下の帯域巾は0.8MC程度であつた。(第7.19図参照)然るに第7.1図でわかる様に、ブリッジ型残留側波帯ろ波器の出力端子がクライストロンの励振部につながる為、このクライストロン励振部の整合帯域巾は少くとも励振器出力(被変調段)に含まれる高周波成分の分布する範囲、即ち搬送波周波数を中心にして約10MC程度なければならない。従つてこのまゝでは到底、ブリッジろ波器を挿入する事が出来ず、この為、励振器の整合特性の広帯域化が必要になる。これにつき種々検討し、設計並びに実験結果を本章に於てのべる。



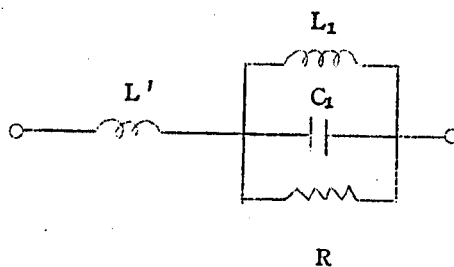
第7.1図 テレビジョンUHF送信機系統図



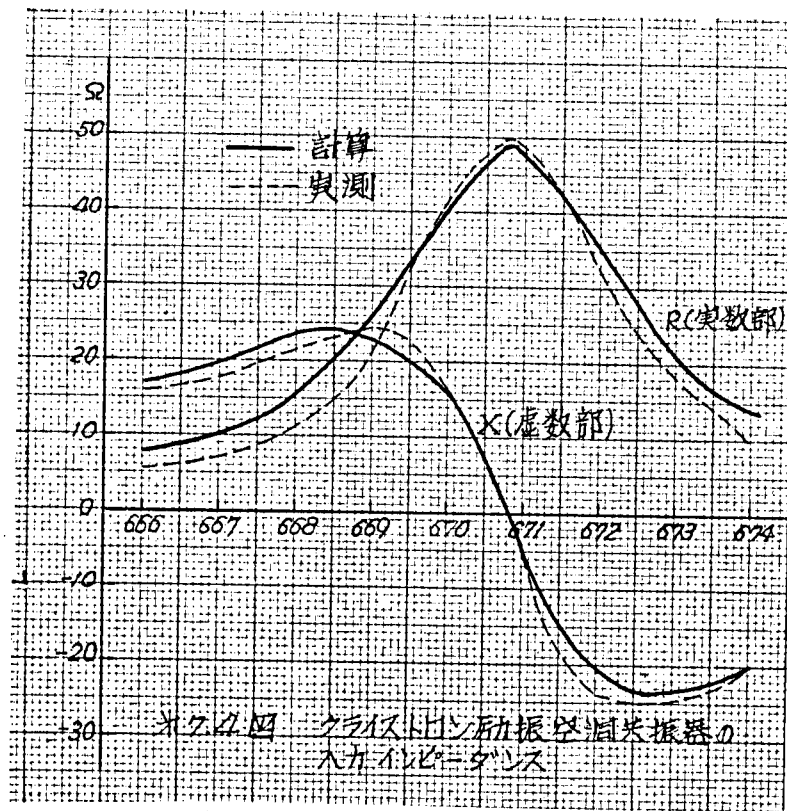
第 7.2 図 四空洞クライストロン増幅器の空洞  
共振器を示す図

## 7.2. クライストロン入力回路の等価回路網とその測定値

空洞共振器の励振部はループ結合で励振している為、その共振周波数附近における等価回路は第 7.3 図のようになる。<sup>(47)</sup>



第 7.3 図 空洞共振器の共振周波数  
附近の等価回路網



今空洞共振器の入力インピーダンスを実際に測定して見ると第7.4図の点線の如き値を得た。

今簡単のために第7.3図における $L'$ を無視して定数 $L$   $C$ を求めて見ると

$$L_1 = 59.2 \times 10^{-10} \text{ H}$$

$$C_1 = 950 \text{ PF}$$

$$R = 50 \Omega$$

となり、この場合の入力インピーダンスの計算値を第7.4図の実線にて示した。

これよりほゞ  $L_1$   $C_1$  の並列共振回路として取り扱うるので、以下これを基にして広帯域化の回路を検討する事にする。

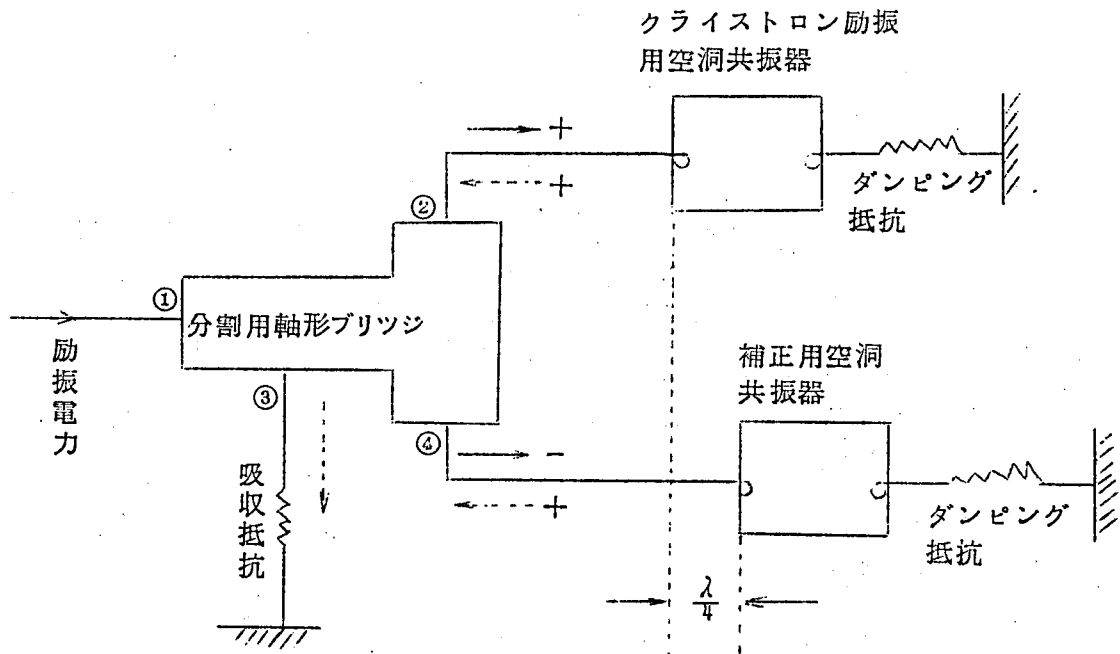
### 7.3 広帯域化の諸形式

7.2で求めた様な回路をなるべく広帯域にわたつて整合しようとする場合、次にのべる

様な色々な回路が考えられるが、夫々利害得失があり、その用途に応じて使い分けられるべきである。以下各々の場合についてのべる。

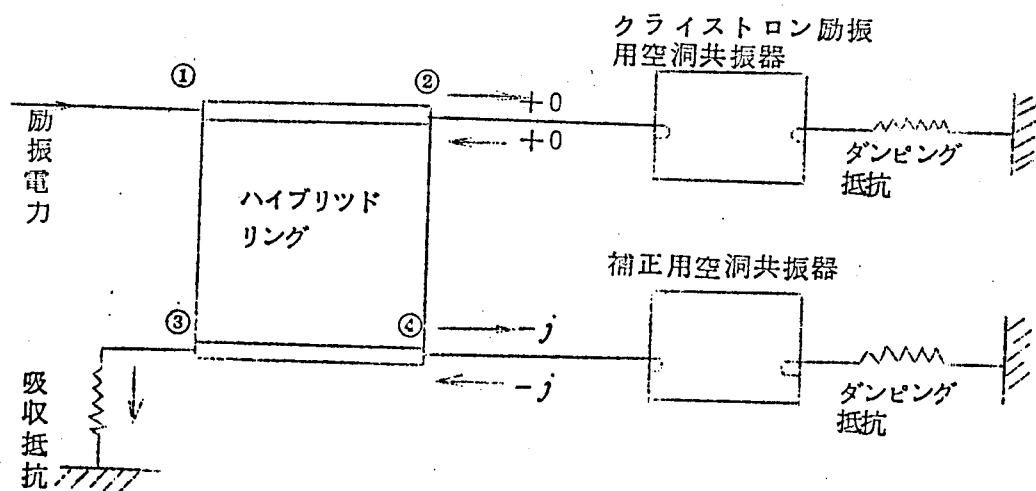
### 7.3.1.ブリッジ回路を用いる方法

分割同軸形ブリッジを用いた時は、第7.5図(a)に示した様に端子②にクライストロン励振用空洞共振器を接続し、端子④に補正用空洞共振器を接続する。この場合、端子④と補正用空洞共振器との距離は、端子②とクライストロン空洞共振器との距離よりも $90^\circ$ 長く保つ必要がある。先ず、ブリッジ端子①に入つた入射波は、端子②と④に逆相で現れ、(第3章参照)これらが、各々の空洞共振器で反射されてくる時の反射波は、第7.5図(a)の点線の如く端子②④にては同相になつて現れる。これは、両者の間に $90^\circ$ の電気長の差がある為、往復で $180^\circ$ 補正用線路の方がおくれる為である。従つて反射波は端子①には現れず、全て端子③に現れ、ここに接続された吸収抵抗に吸収される。従つて端子①は整合する。



(a) 分割同軸形ブリッジを用いた場合





(b) ハイブリッドリングを用いた場合

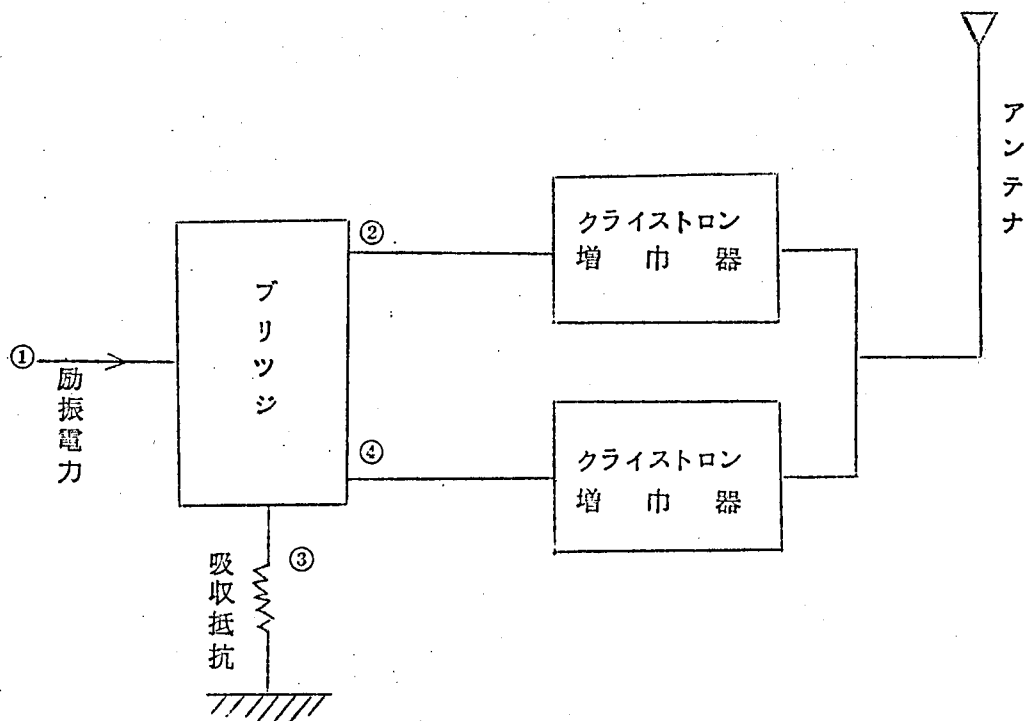
第 7.5 図 並列運転に用いる場合

同様にハイブリッドリングを使用した場合は第 7.5 図 (b) の如くなり、この場合は端子②④と両空洞共振器間の距離は等しく保つ事が出来る。

これは、端子①に入った励振電力は端子②と④に 2 分されて現れてくる際端子②の方が④よりも  $90^\circ$  進んでおり、従つて共振器で反対されて再び②④に戻つて来た時もやはり②の方が  $90^\circ$  進んで現れる。故にこれら 2 つの反射波は③にのみ現れる。

さてこの様な方法によると端子①の信号は、各々②④に 2 分されて行く為、励振電力が  $\frac{1}{2}$  に減少する欠点がある。

従つて励振電力に余裕のない時は好ましくない。



第 7.6 図 並列運転に用いる場合の系統図

然し大電力が要求され、どうしてもクライストロン増巾器を 2 台動作させ、これを出力で混合してアンテナへ出す所謂並列運転を行う場合には、励振電力が、両クライストロンに等分されて行き、且ブリッジの端子①は上記の理由で完全に整合されているので、全く好都合である。即ち第 7.6 図の様に使用すればよい。

尚この様な方式だと、端子①の整合帯域はブリッジのみの整合帯域に支配される事になる。

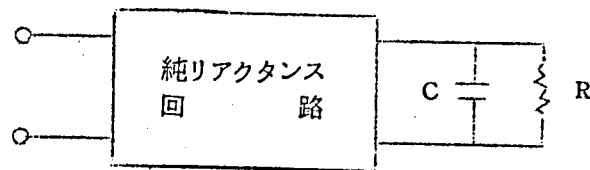
以上の様に、並列運転の場合には、非常によい方法であるが、そうでない場合は、不適當である。

### 7.3.2 純リアクタンス回路を用いた場合の整合帯域

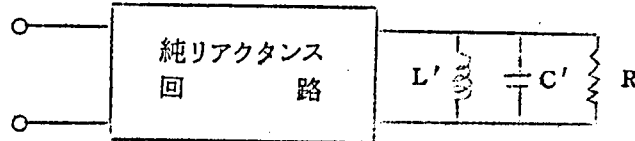
今第 7.7 図(a)の様に浮遊容量 C が終端抵抗 R に並列に入る場合、これの前に純リアクタンス回路を取付けて整合を行つた場合、整合帯域内の反射係数  $\Gamma$  と C、R の間には (7.1) 式の様な関係式が存在する。<sup>(48)</sup>

$$\ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right| \leq \frac{\pi}{(\omega_2 - \omega_1) C R} \quad (7.1)$$

〔但、 $\omega_2, \omega_1$  は夫々整合の上限及び下限の角周波数を示す。〕



(a)



(b)

第 7.7 図 純リアクタンス回路による整合帯域

今これを我々の回路に適用する為

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{\omega_o}{k} \left( \frac{P'}{\omega_o} + \frac{\omega_o}{P'} \right) \\ P &= j\omega, \quad P' = j\omega' \end{aligned} \right\} \quad (7.2)$$

の周波数変換をほどこす。ここで  $\omega' = \omega_o + \Delta\omega'$  とすれば (7.2) 式より  $\Delta\omega' \ll \omega_o$

の時は

$$\omega = \frac{\omega_o}{k} \left( 1 + \frac{\Delta\omega'}{\omega_o} - \frac{1}{1 + \frac{\Delta\omega'}{\omega_o}} \right) \doteq \frac{2\omega_o}{k} \frac{\omega'}{\omega_o}$$

$\therefore \Delta\omega' = \frac{k}{2} \omega$  となり  $\omega$  は  $\omega_o + \frac{k}{2} \omega$  へ変換される。又容量  $C$  は

$$PC = \frac{\omega_o}{k} \left( \frac{P'C}{\omega_o} + \frac{\omega_o C}{P'} \right) = P'C' + \frac{1}{P'L'}$$

の如く  $C' = \frac{C}{k}$ ,  $L' = \frac{k}{\omega_o^2 C}$  の並列共振回路に変換される。さて (7.1) 式で  $\omega_1 = 0$

$\omega_2 = \omega$  とすると

$$\frac{\pi}{\omega C R} \geq \ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right|$$

となり又  $C' = \frac{C}{k}$ ,  $\Delta \omega' = \frac{k}{2} \omega$  の関係を代入すると

$$\frac{\pi}{2 \Delta \omega' C' R} \geq \ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right|$$

$$\therefore 2 \Delta \omega' \leq \frac{\pi}{C' R \ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right|} \quad (7.3)$$

$$\therefore \text{整合帯域巾} = 2 \Delta f' \leq \frac{1}{2 C' R \ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right|}$$

従つて並列共振回路の整合帯域巾は (7.3) 式の如き関係式にて求まる。

又これを空洞共振器の負荷  $Q_L$  で表わすと  $Q_L = \omega_0 C' R$

の関係から

$$2 \Delta f' \leq \frac{\pi f_0}{Q_L \ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right|} \quad (7.4)$$

となる。今我々の空洞共振器の場合につき、帯域巾を計算して見る。

先ず  $Q_L$  を測定すると 200 の値を得た。従つて定在波比を 1.2 以内に保つ場合を求めると、 $|\Gamma| = 0.1$  なる故  $f_0 = 670.7 \text{ MC}$  である事を考慮して (7.4) 式により

$$\text{帯域巾} \leq 4.56 \text{ MC}$$

をうる。即ち純リアクタンス回路を挿入して得られる帯域巾は、SWR 1.2 以内とすれば 4.56 MC 以上は取り得ないと言う事になる。

又これは、理想的に整合が行い得た場合で、この為にはかなり多くの回路素子数をもつ、純リアクタンス回路を用いる必要があり、実現の出来る様な簡単な補正回路で行うと、3.5 MC よりも、もつと狭くなる事は当然である。然つて我々の要求には不適當である事がわかる。

以上は一般論であるが参考の為に第 7.8 図の様に、空洞共振器と  $\frac{\lambda}{4}$  波長隔てた所に、補正用空洞共振器を挿入した場合を考える。この場合の反射係数を求めるに

$$\frac{P_0}{P_L} = 1 + 4(\pi \Delta \omega \cdot C)^4 = 1 + 4 \left( Q_L \frac{\Delta f}{f_0} \right)^4 = 1 + |\Gamma|^2$$

$$\therefore |\Gamma| = 2 \left( Q_L \cdot \frac{\Delta f}{f_0} \right)^2$$

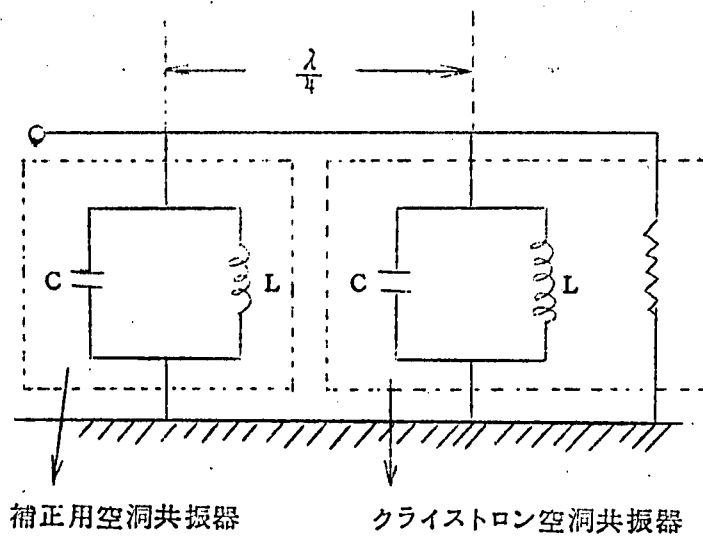
故に  $Q_L = 200$ ,  $f_0 = 670 \text{ MC}$  を代入し、定在波比が 1.2 の場合を求めると、 $|\Gamma| = 0.1$

なる故、 $2\Delta f = 1.5MC$  となる。

従つてこの様な回路では約  $1.5MC$  程度しか広帯域化出来ない事がわかる。

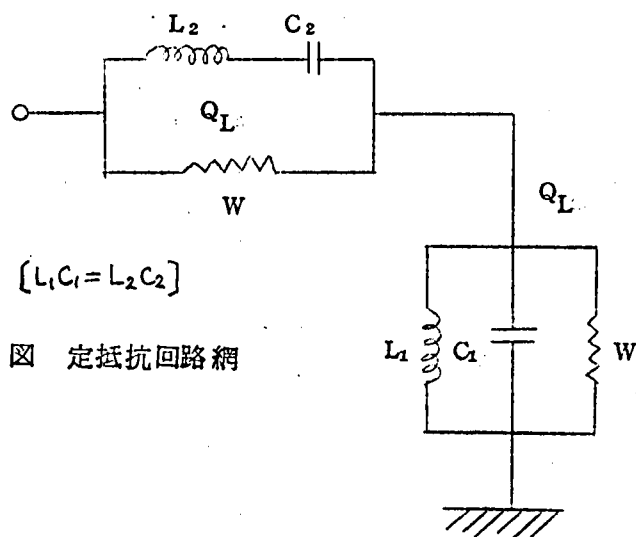
従つてこの様な方法は、 $Q_L$  がもつと小さい場合、もしくは、こんなに帯域を必要としない時にのみ利用出来る事がわかる。

尚参考の為に、任意の負荷インピーダンスを純リアクタンス回路で整合する事に関しては、文献(49)に於て論じられている。



第 7.8 図 補正空洞共振器を  $\frac{\lambda}{4}$  して用いた場合を示す。

### 7.3.3. 定抵抗回路網を用いる方法



第 7.9 図 定抵抗回路網

第 7.9 図は定抵抗回路といわれ、その入力インピーダンスは全周波数に対して一定値  $W$  となる。今この回路は丁度中心周波数以外の側波帯域分を補正回路に取付けられた吸収抵抗に吸収させる方式であり、前の 7.3.2. のべた純リアクタンス回路に比べるとエネルギー的にはあまり得策でない方法である。然し、むしろ励振器並びにろ波器の調整が、容易になるという長所が現在最も重要であり、尚中心周波数においては損失をもたない為、我々の要求には最も適したものであるといえる。

然し第 7.9 図の回路のまゝでは直列に補正回路を入れる事になり、UHF 帯で、このような回路素子を直列に入れる事は困難であるので、等価的に実現の出来る回路に変換する必要がある。以下節をあらためて、これについて述べる。

#### 7.4. 定抵抗回路網による広帯域化

##### 7.4.1. 補正回路網の設計

今補正用空洞共振器の調整をする場合、共振周波数と負荷  $Q$  がわかれば便利である。従つて以下に補正用空洞共振器の負荷  $Q$  を  $Q_{L2}$  とし、クライストロン負荷  $Q$  を  $Q_{L1}$  とした場合、 $Q_{L2}$  と  $Q_{L1}$  の関係を求めておく。勿論、共振周波数は何れも同じである事は言うまでもない。

先ず補正用空洞共振器の場合は第 7.9 図から

$$Q_{L2} = \frac{\omega L_2}{W}$$

又クライストロン空洞共振器の場合には

$$Q_{L1} = \omega C_1 W$$

の関係をうる。又一方第 7.9 図において  $L_2$  と  $C_2$  との直列インピーダンスを  $Z_2$ 、 $L_1$  と  $C_1$  との並列アドミッタンスを  $Y_1$  とすると、各々共振周波数  $\omega_0$  の附近では

$$\left. \begin{aligned} Z_2 &= j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \doteq j2\Delta\omega L_2 \\ Y_1 &= j\omega C_1 + \frac{1}{j\omega L_1} \doteq 2j\Delta\omega C_1 \end{aligned} \right\} \quad (7.6)$$

の関係がある。

しかるに定抵抗回路網の場合には

$$Y_1 W^2 = Z_2 \quad (7.7)$$

の関係があるから (7.6) を (7.7) 式に代入して

$$\frac{L_2}{C_1} = W^2 \quad (7.8)$$

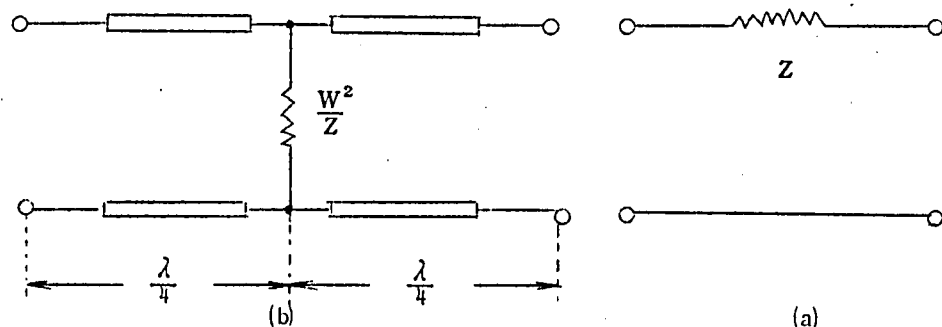
(7.8) 式の関係式をうる。故に上で求めた  $Q_{L2}, Q_{L1}$  に (7.8) 式の関係式を代入すると、

$$\frac{Q_{L2}}{Q_{L1}} = 1 \quad (7.9)$$

となる。即ち両空洞共振器の負荷  $Q$  が等しい時に定抵抗となる。ここで注意すべき事は、先ずクライストロン空洞共振器の場合は、励振部分のループには何も接続されず（通常は励振電力を入れる為、励振器の内部インピーダンスが接続される。）ダンピング抵抗のみが結合したと仮定した場合の負荷  $Q$  である事である。又補正用空洞共振器の場合も同様、クライストロン及び励振器へ連がつている部分は一応取りのぞいたと仮定した場合の負荷  $Q$  である。

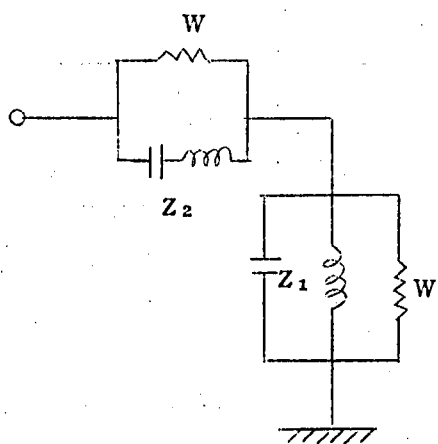
#### 7.4.2 実際の回路形式

UHF 帯回路に於ては、素子を接続する場合、接続線路の長さを無視する事が出来ず、従つて回路を直列接続する事が困難である。そこで第 7.9 図の回路は何らかの方法で並列接続に変換されなければならない。

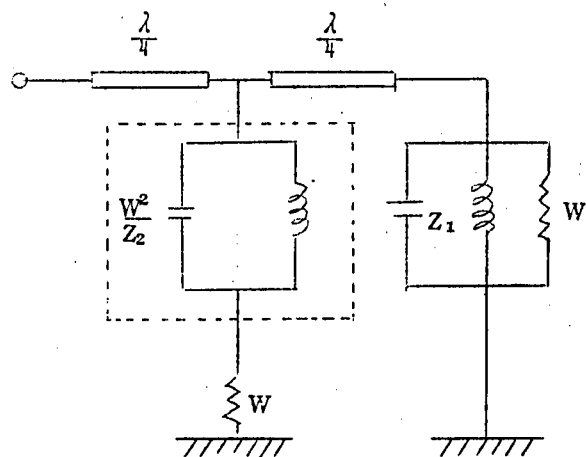


第 7.10 図 直並列変換回路

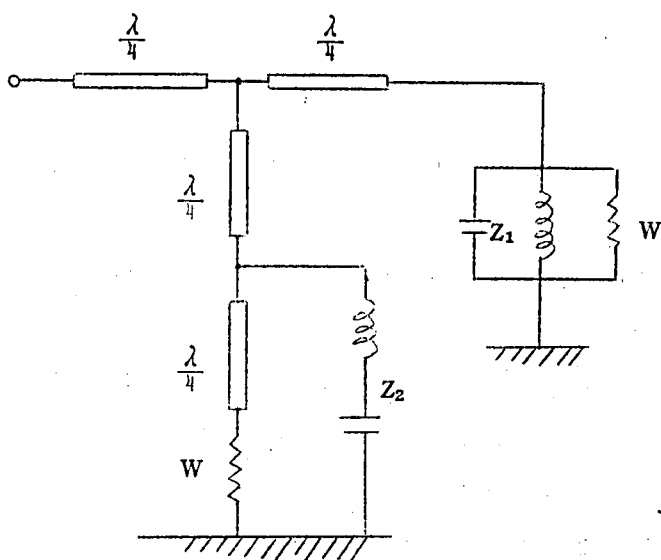
今第 7.10 図(a)の様な回路は  $\frac{\lambda}{4}$  線路を用いて、同図(b)の如く変換される事が知られている。<sup>(50)</sup> 但しこの場合  $\frac{\lambda}{4}$  を満足する中心周波数のみにての等価変換でその側波帯では厳密には成立しないが、本章で取扱つている広帯域化は 670MC を中心とした約 10MC 帯であるので、この附近に於ては殆んどこの等価回路が満足するとして差支えない。さてこの等価変換を用いて第 7.9 図の回路を書きかえると第 7.11 図の様な等価回路網の様になる。



(a)

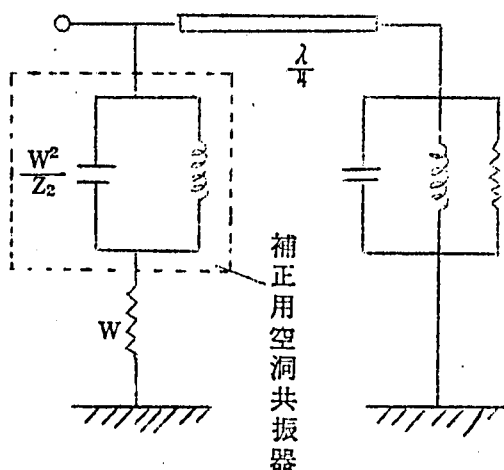


(b)

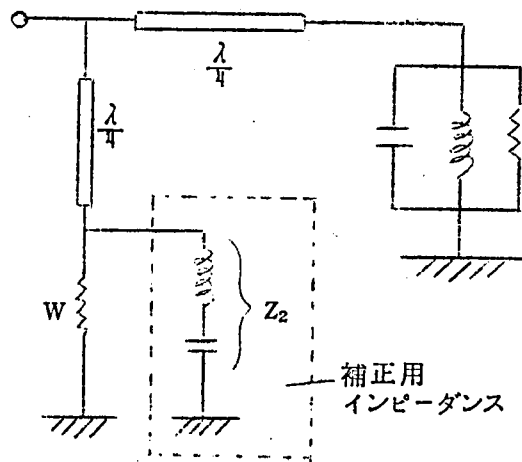


(c)





(d)



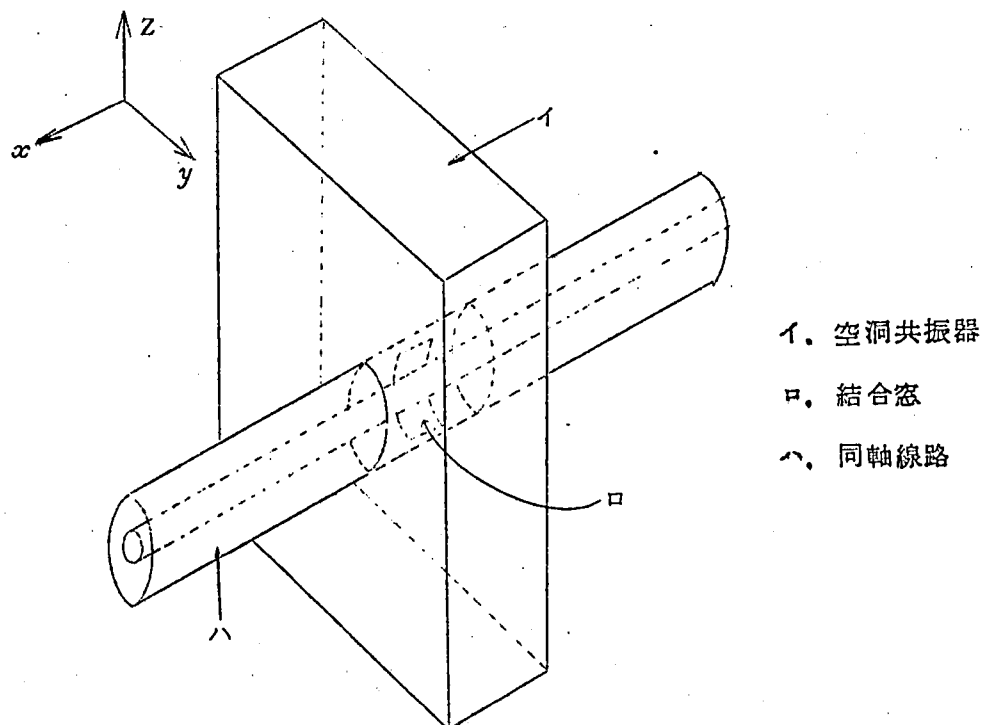
(e)

第 7.11 図 定抵抗回路網の等価変換を示す図

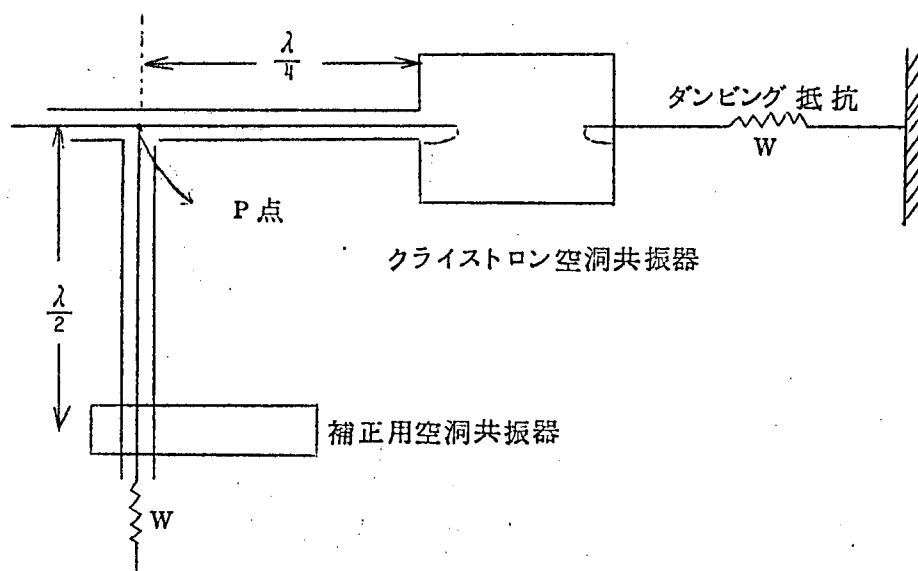
即ち第 11 図(b), (c)の様になり、更に入力端子の位相面をかえると(d), (e)の様な回路をうる。

先ず(d)の回路において  $\frac{W^2}{Z_2}$  のインピーダンスの部分は空洞共振器の M 結合により、近似的に得られ、実際の構造は第 7.12 図に示す様に  $H_{011}$  姿態の矩形空洞共振器を用い、同軸と空洞共振器の結合は同図(c)の様に、空洞共振器内部における同軸の外部導体に窓をつくり、それによつて結合している。この際、結合度を変えるには、同軸を軸のまわりに回転し、窓の方向を変えて行つている。

これらを組合して出来た実際の構造図を示すと第 7.13 図の様になる。

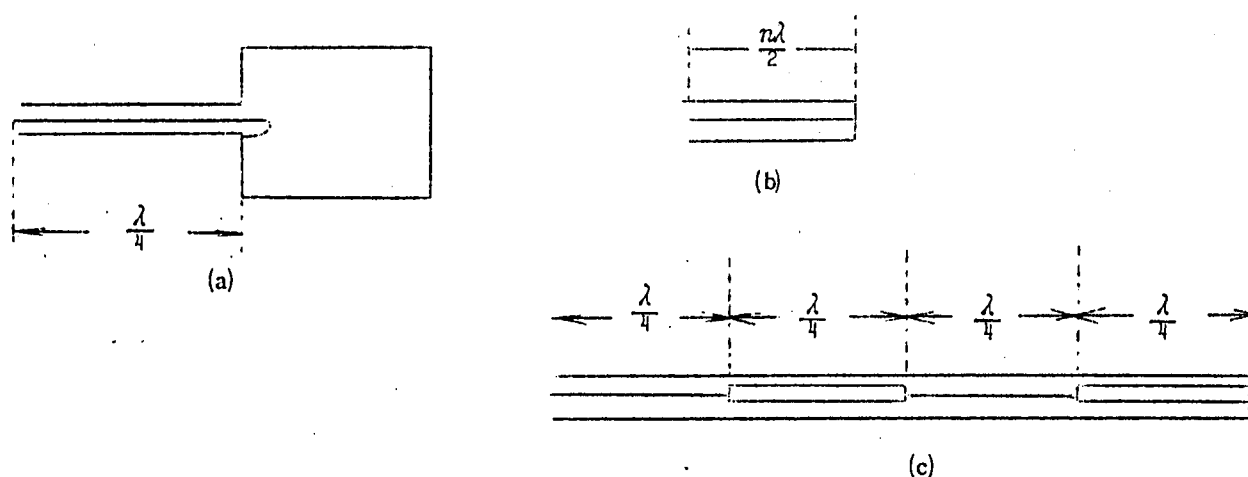


第 7.12 図 空洞共振器と同軸線路との結合する模線を示す図



第 7.13 図 第 7.11 図(d)に対する実際回路

次に第 7.1.1 図(e)図を用いた場合をのべる。同図において補正用インピーダンス  $Z_2$  は第 7.1.4 図に示す方法で作る事が出来る。即ち同図(b)の様に空洞共振器に M 結合し、それに  $\frac{\lambda}{4}$  線路を取付けた回路で実現出来る。又(b)の様に適当な波動抵抗で  $\frac{n\lambda}{2}$  の同軸線路も考えられるが所要の  $Q_{L2}$  にする為には、 $n=1$  の場合、 $2000\Omega$  に近い波動抵抗の同軸線路になる。高い波動抵抗の同軸線路は実限が難しく、又低い波動抵抗のものにすると非常に長くなり、線路損失の為  $Q$  が低くなる。従つてこの変りに同図(c)の様に異つた波動抵抗の  $\frac{\lambda}{4}$  同軸線路を交互に偶数個縦続につなぎ合せると比較的短い長さで波動抵抗の大なるものと等価な回路が出来る。



第 7.1.4 図 第 7.1.1(e)の  $Z_2$  インピーダンスの実際回路

#### 7.4.3. 補正回路の調整法

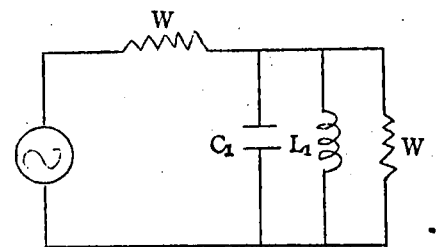
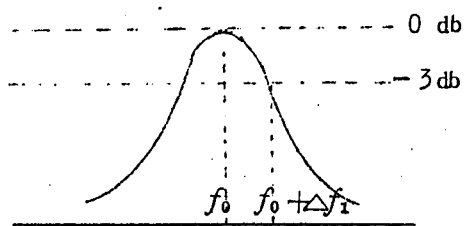
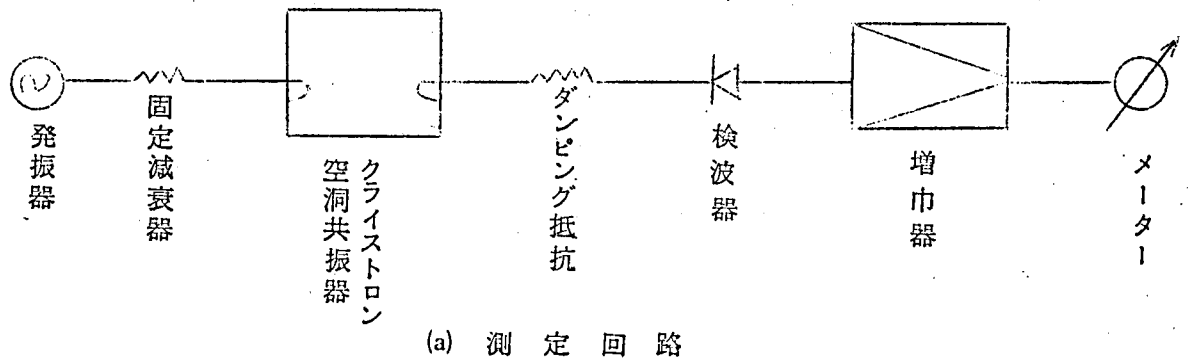
実際には第 7.1.1 図(d)に相当する第 7.1.3 図の回路を用いて補正を行つたのでこれについてをのべる。調整法としては

- (1) 2 箇の空洞共振器の共振周波数及び  $Q_L$  の測定
- (2) 空洞共振器を挿入する位置の決定

の二つにわけられるので以下各々につき説明する。

##### (1) 空洞共振器の測定

7.4.1.でのべた様に  $Q_{L1}$ ,  $Q_{L2}$  は夫々外部回路に接続しない場合の負荷  $Q$  であるが、実際測定を行う場合には、夫等から信号電源を供給する為、それを考慮しなければならない。先ずクライストロンの  $Q_L$  を測定する方法をのべる。



第 7.15 図 クライストロン空洞共振器の負荷  $Q$  の測定

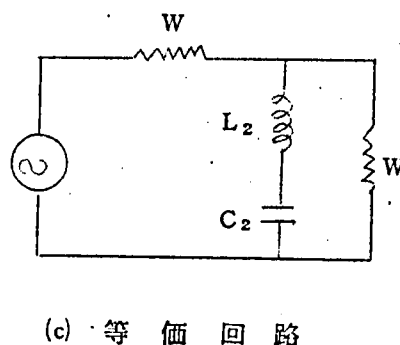
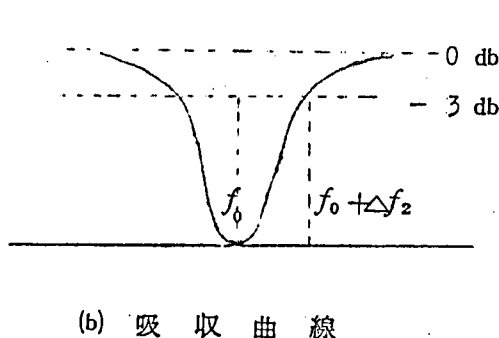
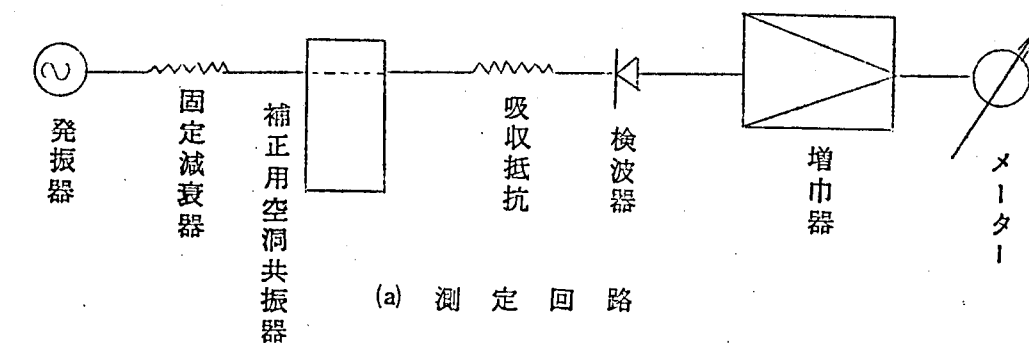
第 7.15 図(a)に示す様に内部抵抗  $W\Omega$  の信号電源でクライストロン空洞共振器を励振し、ダンピング抵抗の所の出力電圧を読み、出力共振曲線を測定する。この場合、同図(b)に示した様に共振特性で 3 db 減衰の帯域巾を  $2\Delta f_1$  とすると、同図(c)の等価回路より明らかに

$\frac{f_0}{2\Delta f_1}$  の値は  $\frac{Q_{L1}}{2}$  となる。即ち 7.4.1.でのべた  $Q_{L1}$  は

$$Q_{L1} = \frac{f_0}{\Delta f_1} \quad (7.10)$$

として求まる。

次に補正用空洞共振器の場合は、第 7.16 図(a)の様に、やはり内部抵抗  $W\Omega$  の信号電源で励振し、吸収抵抗の出力特性をとる。



第 7.16 図 補正用空洞共振器の負荷  $Q$  の測定

この場合出力特性は同図(b)の様になり、やはり 3 db 減衰した点の帯域巾を  $2\Delta f_2$  とすると  $\frac{f_0}{2\Delta f_2}$  の値は前にのべた  $Q_{L2}$  の 2 倍になる。これは同図(c)の等価回路より明かである。即ち

$$Q_{L2} = \frac{f_0}{4\Delta f_2} \quad (7.11)$$

として求まる。

従つて (7.10), (7.11) 式と (7.9) 式より

$$\Delta f_1 = 4\Delta f_2 \quad (7.12)$$

(7.12) 式をうる。即ちこの様な測定法で行う時には、常に補正用の方は、クライストロンの方よりも、見かけ上 4 倍の  $Q_L$  に調整しなければならない。

## (2) 空洞共振器の挿入位置の決定

第 7.13 図において P 点はクライストロン空洞共振器より  $\frac{\lambda}{4}$  の距離にあり、この距離の調整をするには、第 7.17 図に示す様に、掃いん発振器から固定減衰器、可変長同軸線路を通し空洞共振器を励振する。P 点に検波器をとりつけ、この検波掃いん特性をオツシログ

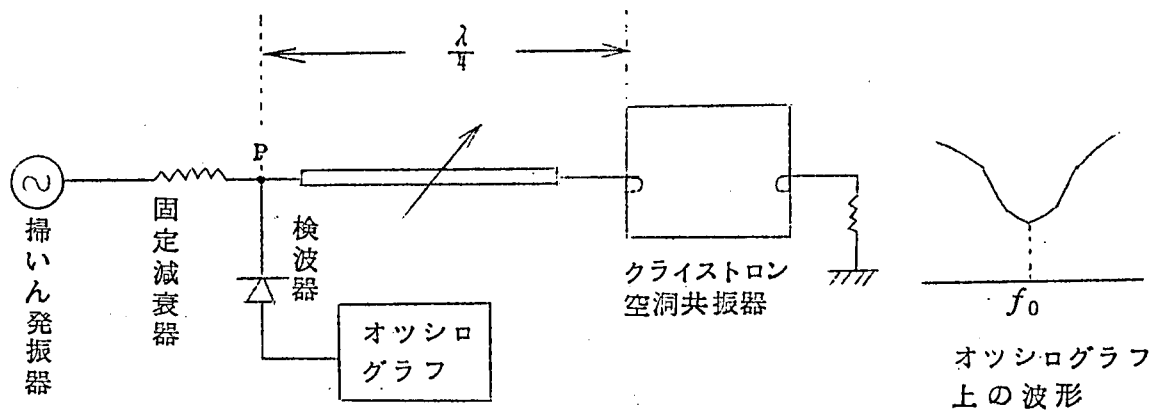
ラフで見つゝ右図の如き周波数特性になる様に調整する。この様な状態が  $\frac{\lambda}{4}$  の位置に P 点が調整されている。

次に補正用空洞共振器から  $\frac{\lambda}{2}$  にある調整は、第 7.18 図に示した様に全く同様の方法で行う。この場合は、丁度オツシログラフの掃いん波形が、前と逆になる即ち、中心周波数で最大になる様にすればよい。

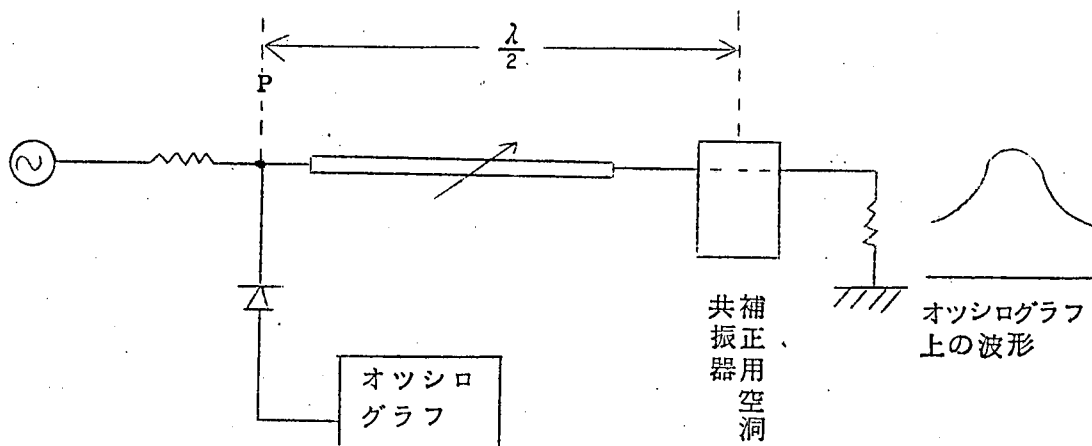
#### 7.4.4. 実験結果

補正を行わない場合の入力定在波比特性を示すと第 7.19 図の様に非常に帯域が狭く、定在波比 1.2 以内の帯域が約 0.8MC 程度であつた。

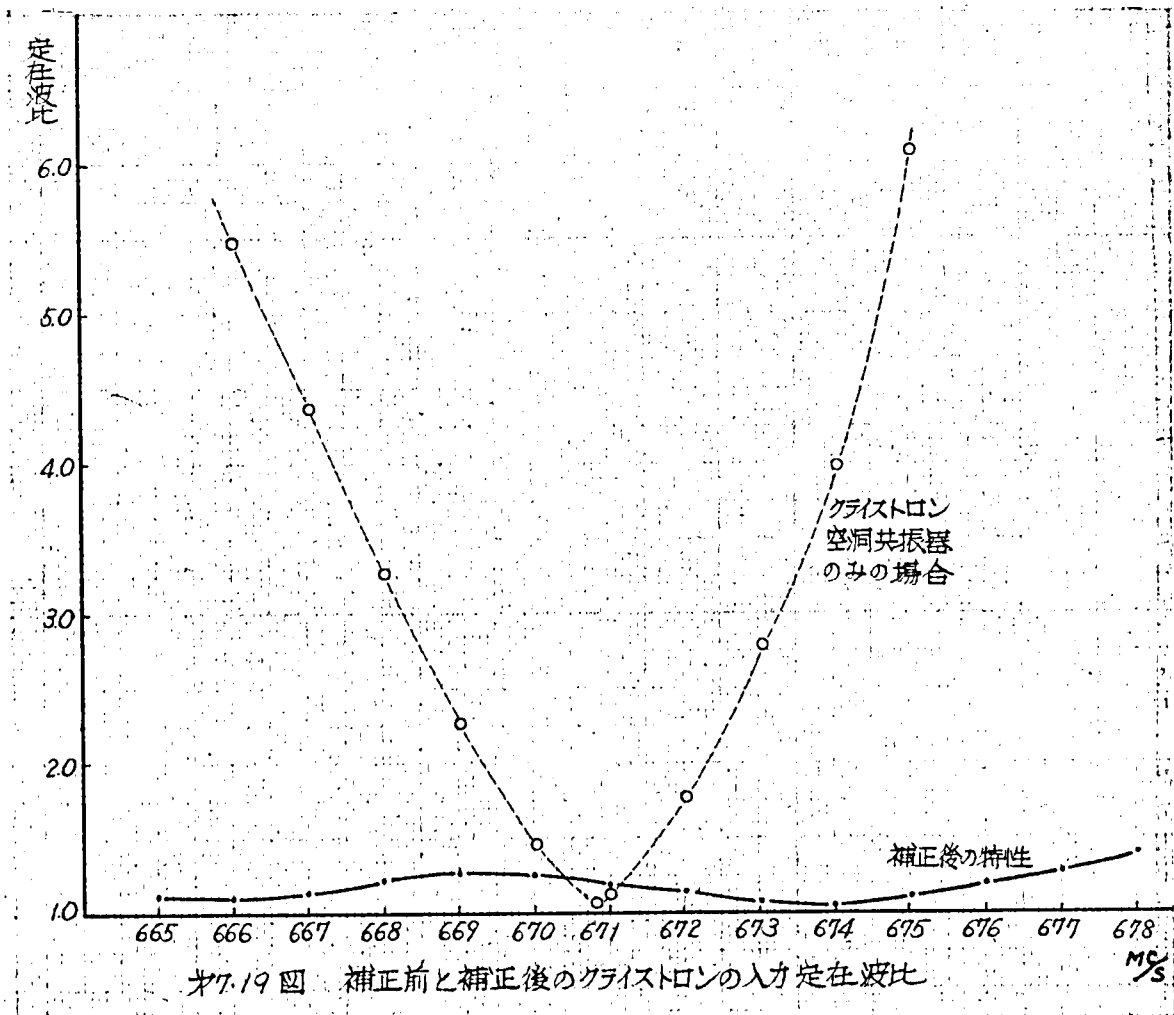
これを補正した後は同図に示したように、約 20MC 帯にわたつて定在波比 1.2 以内においておさえる事が出来た。



第 7.17 図 クライストロン空洞共振器より  $\frac{\lambda}{4}$  の位置の決定



第 7.18 図 補正用空洞共振器より  $\frac{\lambda}{2}$  の位置の決定



## 第 8 章 結 言

本論文においては、従来取り扱われていなかった分割同軸形ブリッジに於ける共軛端子間の漏洩量及び帯域特性の問題、更に分岐部分における浮遊リアクタンスの影響を明かにし、これらの結果を設計に取り入れる事により、UHF帯及び大電力用ブリッジとしての特性を向上する事が出来た。

尚従来用いられていたハイブリッドリングを使用したブリッジ型ろ波器の帯域は狭つたが、これも一箇のハイブリッドリングを附加する事により広帯域化し得た。

更に本論文においては、分岐部分等に於ける状態を測定する際に従来のS曲線法を拡張して測定する方法と、更にこの様な分岐部分を含んだ回路を広帯域化するにあつての回路網的取扱いをのべ、これらの理論に基づいてブリッジの分岐部分の測定、或いは、同軸エルボの広帯域化等に適用した。尚この方法は今後、UHF帯回路に適用することにより、それらの諸特性を明かにする事が出来ると思う。

22



## 第 9 章 本研究による成果

UHF 同軸ブリッジとして具備すべき条件の中、従来取り扱われていなかった共軛端子の漏洩量、帯域特性、分岐部分に存在する浮遊リアクタンスの影響について、これを理論的に明かにし、更に実験により照合を行い、これらの結果を設計に取り入れる事により、UHF 帯、及び大電力用ブリッジとしての特性を向上する事が出来た。

更に UHF 同軸回路定数の測定に、従来の S 曲線法を拡張した新しい測定法をのべ、更に広帯域化する際の回路網的取扱い方をのべ、今後の UHF 同軸回路に於ける一つの取扱い方を示した。

以下これらの要点を順を追って述べていく。

- (1) 分割同軸形ブリッジの共軛端子間に於ける漏洩量は、スリット部分の開口角  $\theta$  と、スリットの部分における内部同軸、外部同軸の波動抵抗により定まる事を (3.20) 式に於て示した。これにより漏洩量は、 $\theta^2$  に応じて大きくなり、又内部、外部同軸の波動抵抗が大きくなれば、それに応じて小さくなる事がわかった。

尚漏洩量に於ける周波数特性は、非常に広い事を示した。(3.3 節)

- (2) 分割同軸形ブリッジの映像端子における整合帯域特性は、スリットのインピーダンスにより定まり、スリットの  $\theta$  が小さくなれば、スリットインピーダンスが低くなり、従って整合帯域は狭くなる事を示した。

又スリットのインピーダンスが定まると、映像端子を整合するのに用いられる変成器の  $\frac{\lambda}{4}$  回路の波動抵抗には最適値が存在し、それは (3.25) 式で与えられる事を示した。

(3.4 1.)

- (3) 分割同軸形ブリッジの音声端子における整合帯域特性は、音声端子の取り出し口に於て並列に入る所の、先端短絡  $\frac{\lambda}{4}$  線路のアドミッタンスの帯域特性と、整合用変成器が一段である事によつて制限をうけている事を明かにした。尚、従来の取り出し口から更にもう一段変成器を付け加えて、それら変成器を形成する  $\frac{\lambda}{4}$  回路の波動抵抗を最適値 即ち (3.28) 式にする事により、従来の帯域の 6 倍に広帯域化しうる事を示した。

(3.4.2)

- (4) 分割同軸形ブリッジの分岐部分における浮遊リアクタンスの影響が、映像端子及び音声端子の整合状態にどの様にしてひびいてくるかという事を等価回路網第 3.18 図(b)と第 3.19 図で以て示した。(3.6 節)

尚これを実測した結果、最も大きく影響しているのは次のものである事がわかった。

a) 中心導体①と分割導体②とを短絡している短絡片のインダクタンス（映像端子に直列に入る。）が670MC帯で9.6Ωも入る事がわかった。

b) 導体②と④とから端子②と④にわかれて行く部分の波動抵抗がかなり高く、端子②④は50Ωであるのに対して、この部分は63Ωになっている事がわかった。 (3.7.2)

(5) 次に分割同軸形ブリッジの導体①と②との短絡片が、地気に対してもつ浮遊容量が負荷端子②に並列に入る為、これを平衡させる為に導体③にも平衡用容量を入れ、ブリッジの平衡をとった。 (3.7.1)

(6) 同軸ハイブリッドリングの解析を行うに際して、回路の狭帯域近似等価回路を求め、これを適用すれば帯域の問題は、全て理想ハイブリッドリングの負荷が周波数特性をもつものとして解析しうる事をのべた。本方式によると、従来行われていた様な負荷が平衡している所謂対称回路（幾何学的対称回路）以外の場合、即ち、位相補正回路、ろ波器等の場合の帯域の解析にも便利である事を示した。尚この方法によつて求めた理論値と実験値とを比較照合を行いよく一致している事を確めた。 (4.3節)

(7) 従来同軸ハイブリッドリングを用いたブリッジ型ろ波器は、非常に帯域が狭かったが、従来の $\frac{\lambda}{4}$ 変成器の所（第4.7図）にハイブリッドリングを用い、且二箇のハイブリッド間の電気角を $n\pi$ にする事により（第4.9図）充分満足出来る程度に広帯域化する事が出来る事を示した。 (4.5節)

(8) 従来は2芯同軸型の分布結合方向性結合器が用いられておつたが、今回主同軸の外部導体にスリットを切り、更にそれを取り囲む外部導体を取付けた構造の（第5.1図）スリット結合方向性結合器を作った。これは大電力給電線に取付ける場合構造が簡単である。

尚このスリット部分において、主同軸線路の内部導体を少し太くする事により完全に整合がとれる事を示し、なお方向性も従来のものは約-25~-30dbであつたのが-40db以上取り得た。

(9) 90°同軸エルボーに於て、内部導体を最適値まで細くし、入力出力両端子の部分を少し太くし等価的にその部分に容量を入れた構造（第6.9図）にする事により、広帯域化する事を行つた。

この構造で $3\frac{1}{8}$ 吋エルボーを試作した結果、約1160MCまで定在波比1.01以内に入れる事が出来た。

(10)  $90^\circ$  同軸エルボの内部導体の最適値は、要求される定在波比に応じて定まるが 1.01 ~ 1.05 の間ではごくわずかしかならない事も示した。 (6.4 節第 1 表)

(11) UHF テレビ送信機において、クライストロン増巾器にろ波器を入れる場合、そのクライストロン入力回路は広帯域に整合する必要がある。然るに一般にクライストロン増巾器に使用する空洞共振器の負荷  $Q$  が高い為に整合帯域は非常に狭い。

そこでこれを整合する為に純リアクタンス四端子網を用いては整合帯域は取れない事を示し、従って、定抵抗回路網 (第 7.9 図) を用いて広帯域化した。即ち、吸収抵抗を負荷した補正用空洞共振器を作り、クライストロン入力回路で反射された波即ち側波帯成分は全て補正用空洞共振器に負荷されている吸収抵抗に吸収させて、励振段には戻らない様にした。この方式により、補正前は定在波比 1.2 以下の帯域が 0.8 MC 程度であつたものが、補正後は 1.2 以下の帯域が約 20 MC まで広がった。 (7.3.3)

(12) ブリッジの分岐部分等の様に高次姿態が存在するために生ずる等価リアクタンスを測定によつて求め、これを等価回路網の定数に対応させる為、任意の四端子対回路網を、理想変圧器と、各端子に夫々分離された二端子対とでもつて構成しうる事を示し、その等価回路網を導いた。この様に各端子に二端子対を分離させたのは、整合回路を設計する際に、各々端子別々に設計出来るようにする為である。

実際に UHF ブリッジの分岐部分の定数を、この等価回路網のもとで求め、検討を行った。 (2.3.1, 3.7.2)

(13) (12) の場合の高次姿態による等価リアクタンスを測定するのに、従来二端子対の時用いられていた S 曲線法を拡張して、三端子対、四端子対回路定数を測定する方法を示した。即ち三端子対、四端子対の場合には、同時に三箇所短絡する方法を用い、それらで得られる数箇の S 曲線から得られる値を、(12) の項でのべた等価回路網の定数に対応させた。こゝで四端子対の場合、三箇所短絡する方法は残りの端子には、信号が現れない様な方法で行う。 (2.2 節, 2.3 節)

(14) 低域ろ波器型同軸四端子回路に於て広帯域化しようとする場合の方法として次の方法を示した。

第 1 に、四端子定数を S 曲線法又はその他の方法により測定する。これを広帯域化しようとする周波数範囲にわたり測定する。

第 2 に、四端子定数  $A B C D$  を測定値に最小二乗近似する様な多項式で表わす。

第 3 に、この  $A B C D$  を用いて等価回路を求める。

第 4 に、こうして得た等価回路をもとにして、Tchebyscheff 型、或いは

Wagner 型の広帯域特性にする場合の回路定数と比較し、元の回路に加工する所、或いは補正する回路等を求める。

尚この A B C D の多項式を求める際、出力を無反射端で終端した場合の入力インピーダンスの実数部の逆数を偶多項式で最小二乗近似する方法もある事を示した。

(6.2, 6.3, 6.4 節)

## 謝 辞

本研究の機会を与えて頂いたNHK技術研究所次長野村達治氏、無線研究部長島山鶴雄氏、及び御懇篤な御指導と御助言を頂いた無線研究部副部長安田一次氏、並びに実験に御協力頂いた柴田定男職員に深謝する。

又論文を御校閲頂き理論的検討並びに御批判を頂いた京都大学池上淳一教授及び本論文を書くにあたり御激励頂いた同志社大学阿部清教授、滝山敬教授に謝意を表する。

- (1) D.D.King      Two Simple Bridges for very high frequency  
use. I. R. E. 1950 Jan. P37-39
- (2) W. Berndt      Kombinierte Sendeantennen für Fernseh -  
und UKW - Rundfunk.  
  
Telefunken Zeitung, Jg.26. Heft 101.  
1953. August. P268-P279.
- (3) C.G. Montgomery.      Principle of Microwave Circuits Mc Graw Hill.  
M I T. P310
- (4) 安田、小西      同軸ブリッジの帯域について  
NHK技術研究. 1958. july. P27~34  
マイクロ波伝送研究専門委員会 通信学会 1958. 1月
- (5) 安田、小西      分割同軸形ブリッジの共軛端子間に於ける漏洩量について  
電気三学会全国大会予稿. 昭和34年. P135.
- (6) 安田、小西、柴田.      スリット結合方向性結合器について  
マイクロ波伝送研究専門委員会 通信学会 1960. 3月
- (7) 小西、柴田.      同軸エルポーの定在波比の Tchebyscheff 近似.  
通信学会誌 昭和35年8月
- (8) 小 西      S 曲線法による三端子対および四端子対回路素子の一測定法.  
通信学会誌. 昭和35年4月. P164~171.
- (9) 黒 田      分布結合について. 通信学会誌. 昭和28年1月. P10~14
- (10) Cauer.      Synthesis of Linear Communication Network  
Mc. Graw Hill. P678 - 685.
- (11) A. Weissfloch.      Ein Transformationssatz über verlustlose  
Vierpole und seine Anwendung auf die experimentelle  
Untersuchung von Dezimeter - und Zentimeterwellen -  
Schaltungen. Hoch freq. Tech. Elektr. Akust. vol 60.  
1942 P67-P73

- (12) N. Marcuwitz. On the Representation and Measurement of Waveguide Discontinuities.  
Proc. I. R. E. vol 36. June 1948.  
P728 - P735
- (13) N. Marcuwitz. waveguide Handbook. Rad. Lab. Series.  
vol 10. P117 - 1951
- (14) 末 武 S 曲線法による並列アドミッタンスの測定法.  
通信学会誌. 昭和32年1月. P 34~37
- (15). 福 光 損失対称四端子のS 曲線による測定法.  
通信学会誌. 昭和33年12月. P 27~32
- (16). 福 光 損失回路におけるS 曲線法の限界  
通信学会全国大会予稿. 昭和34年. P 226
- (17) L.B. Felsen. W.K. Kahn. L. Levey.  
Measurement of Two-Mode Discontinuities  
in a Multimode Wave Guide by a Resonance  
Technique.  
I. R. E. Trans. MTT. 1959 Jan. P102-110
- (18) A. Weissfloch. Utilisation des pistons de court-circuit  
pour l'étude des derivations et des coupleurs  
directifs.  
Annales des Telecommunications, vol 9.  
March. 1954 P81-92
- (19) C. G. Montgomery. R.H. Dicke. E.M. Purcell. Mc Graw Hill  
Principle of Microwave Circuits M. I. T. P121
- (20) " " " P343
- (21) V. Belevitch. Scattering Formalism in Network Design.  
I. R. E. Trans. on Circuit Theory.  
Jan. 1956. Number 2, P99.

- (22) Very High Frequency. Technique. Mc Graw Hill vol.1 P85.
- (23) 内 田      超短波用の分割同軸型平衡変換回路  
通信学会誌. 昭和25年8月. P18~20
- (24) 小郷、森田、      分割同軸形 Balun によるアンテナインピーダンスの変換  
について 通信学会誌. 昭和30年5月. P33~38
- (25) 内田、佐藤、永井、      TV送信空中線のNS面-EW面間の結合  
通信学会全国大会予稿 昭和34年. P159
- (26) C.G. Montgomery      Principle of Microwave Circuits  
Mc Graw Hill. MIT.Series. P301
- (27) 小郷、森田、      外管を2分割せる同軸管の静電容量(補遺)  
通信学会誌. 昭和31年1月. P33~36
- (28) G.L. Ragan.      Microwave Transmission Circuits Mc Graw Hill  
M I T.      P551
- (29)      "      "      P313
- (30) H.W.Bode.      Network Analysis and Feedback Design.  
D. Van Nostrand.      P367
- (31) C. G. Montgomery. R. H. Dicke. E. M. Purcell  
Principle of Microwave Circuits. Mc Graw Hill  
M I T.      P310
- (32) J. Reed and. G. J. Wheeler.      A Method of Analysis of  
Symmetrical Four-Port Networks.  
I. R. E. Trans. MIT. Oct 1956 P246-252.
- (33) C. G. Montgomery. R.H. Dicke. E.M. Purcell  
Principle of Mocrowave Circuits.  
Mc Graw Hill M.I T.      P148
- (34) 小 西      U H F 残留側波帯ろ波器  
NHK技術研究. 昭和33年3月. P9~21



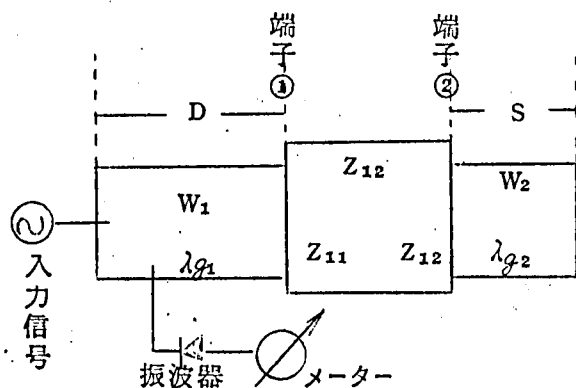
- (35) 安田、小西、 同軸ハイブリッドリングの帯域  
昭和32年、電気通信学会全国大会予稿、P135
- (36) E.A. Guillemin The Mathematics of Circuits Analysis 1950  
P48~53
- (37) G. L. Ragan Microwave Transmission Circuits.  
Mc Graw Hill M I T. P681.
- (38) Very High Frequency Techniques, Mc Graw Hill vol.II P594.
- (39) G. D. Monteath Coupled Transmission Lines as Symmetrical  
Directional Couplers.  
P. I. E. E Part B 102 May 1955 P383
- (40) 浅野、森島、小池、 同軸線路用方向性結合器  
通信学会誌、昭和33年6月、P28~33
- (41) 荒 木 同軸系分布形方向性結合器  
昭和34年、電気通信学会全国大会、P186
- (42) T.R. O'Meara R. L. Sydnor  
A Very Wide Band Balun Transformer for  
VHF and UHF. I.R.E. 1958 Nov. P1848
- (43) 宮 本 誤差論及計算法、恒星社版、P200
- (44) 宮 田 回路網合成、共立出版 P71
- (45) 高 橋 Tchebyscheff 特性を有する梯子型ろ波器について  
通信学会誌、昭和26年2月、P11~20
- (46) 宮 田 回路網合成、共立出版、P225
- (47) C.G. Montgomery Principle of Microwave Circuits.  
Mc Graw Hill M.I.T. P218
- (48) H.W. Bode Network Analysis and Feedback Amplifier  
Design D.Van Nostrand P367
- (49) R.M. Fano Theoretical Limitations on the Broadband  
Matching of An Arbitrary Impedance.  
Jour of Franklin Institute Jan, Feb: 1950  
P57-83. P139-154

- (50) G.L. Ragan. Microwave Transmission Circuits.  
Mc Graw Hill M I T. P678
- (51) Y. Oono Application of Scattering Matrices to the  
Synthesis of n Ports  
I.R.E. Trans. on Circuit Theory. June 1956.

P111

- (52) 犬井 偏微分方程式とその応用 コロナ社 P 1 4 4
- (53) 小西 分割同軸形ブリッジの解析。NHK技術研究第12巻第4号
- (54) 小西、柴田、 クライストロン入力回路の広帯域化  
NHK技術研究、第12巻第4号

附録 1. 二端子対回路定数の S 曲線数の S 曲線法による測定法



附 1 . 1 入力線路出力線路を短絡し、回路を共振させる場合を示す。

Z 行列要素が  $Z_{11}, Z_{22}, Z_{12}$  である二端子対回路の入力端子①及び出力端子②に夫々波動抵抗  $W_1, W_2$  の線路がつながっているとする。今入力側，出力側を夫々距離 D, S で短絡した時、この回路が共振条件を満足するとする。即ち

附 1 . 1 図の様に入力側に信号を結合した時、共振するものとする。この時は端子①から左を見たインピーダンスと右を見たインピーダンスは大きさ等しく符号が反対でなければならない為次の関係式を得る。

$$-jW_1 \tan 2\pi D' = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + jW_2 \tan 2\pi S'} \quad (1)$$

$$\left[ \begin{array}{l} \text{但 } \lambda_{g1}, \lambda_{g2} \text{ を入力及び出力側線路の管内波長と} \\ \text{した時 } D' = \frac{D}{\lambda_{g1}}, S' = \frac{S}{\lambda_{g2}} \text{ を示す。} \end{array} \right]$$

(1)式において

$$D' = D'_0 + D'' \quad S' = S'_0 + S'' \quad (2)$$

の座標の原点移動を行うと

$$-jW_1 \frac{\tan 2\pi D'_0 + \tan 2\pi D''}{1 - \tan 2\pi D'_0 \tan 2\pi D''} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + jW_2 \frac{\tan 2\pi S'_0 + \tan 2\pi S''}{1 - \tan 2\pi S'_0 \tan 2\pi S''}}$$

となり

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \tan 2\pi D'_0 & \beta &= \tan 2\pi S'_0 \\ \chi &= \tan 2\pi D'' & \eta &= \tan 2\pi S'' \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

とおきかえて整理すると

$$\begin{aligned} & \left\{ -\frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2}{W_1 W_2} - j\frac{Z_{22}}{W_2}\alpha - j\frac{Z_{11}}{W_1}\beta + \alpha\beta \right\} + \left\{ -j\frac{Z_{22}}{W_2} + \frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2}{W_1 W_2}\alpha + \beta \right. \\ & \left. + j\frac{Z_{11}}{W_1}\alpha\beta \right\} \chi + \left\{ -j\frac{Z_{11}}{W_1} + \alpha + \frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2}{W_1 W_2}\beta + j\frac{Z_{22}}{W_2}\alpha\beta \right\} \eta + \left\{ 1 + j\frac{Z_{11}}{W_1}\alpha + \right. \\ & \left. j\frac{Z_{22}}{W_2}\beta - \frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2}{W_1 W_2}\alpha\beta \right\} \chi\eta = 0 \quad \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

となる。(4)式において{ }の第1項と第4項とを零にする様な条件を求める。即ち

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\bar{Z}_{11}\bar{Z}_{22}-\bar{Z}_{12}^2}{W_1 W_2} - j \frac{\bar{Z}_{22}}{W_2} \alpha - j \frac{\bar{Z}_{11}}{W_1} \beta + \alpha \beta &= 0 \\ 1 + j \frac{\bar{Z}_{11}}{W_1} \alpha + j \frac{\bar{Z}_{22}}{W_2} \beta - \frac{\bar{Z}_{11}\bar{Z}_{22}-\bar{Z}_{12}^2}{W_1 W_2} \alpha \beta &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(5)式の条件が必要になり、之を満足する $\alpha$   $\beta$ の解として次の2組の解が求まる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1+C^2-a^2-b^2}{2(a-bc)} + \sqrt{\left[\frac{1+C^2-a^2-b^2}{2(a-bc)}\right]^2+1} \\ \beta &= \frac{1+a^2-C^2-b^2}{2(c-ab)} - \sqrt{\left[\frac{1+a^2-b^2-C^2}{2(c-ab)}\right]^2+1} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1+C^2-a^2-b^2}{2(a-bc)} - \sqrt{\left[\frac{1+C^2-a^2-b^2}{2(a-bc)}\right]^2+1} \\ \beta &= \frac{1+a^2-C^2-b^2}{2(c-ab)} + \sqrt{\left[\frac{1+a^2-b^2-C^2}{2(c-ab)}\right]^2+1} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\left[ \begin{array}{l} \text{但 (6)(7)式にて} \\ a = -j \frac{\bar{Z}_{11}}{W_1} \quad C = -j \frac{\bar{Z}_{22}}{W_2} \quad b = \frac{\bar{Z}_{11}\bar{Z}_{22}-\bar{Z}_{12}^2}{W_1 W_2} \quad \text{を示す} \end{array} \right]$$

即ち(6)又は(7)式を満足する  $D_0'$   $S_0'$  の位置に座標を移動すると(4)式は  $x$  と  $y$  のみの項からなり、

$$\left. \begin{aligned} x &= \sigma y \\ \sigma &= - \frac{a + \alpha + b\beta - C\alpha\beta}{C - aC\alpha + \beta - a\alpha\beta} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

となる。さて(8)式に(2)式、(3)式を代入すると

$$\tan 2\pi (D' - D_0') = \sigma \tan 2\pi (S' - S_0') \quad (9)$$

となる。即ち(1)式の  $D'$  と  $S'$  の関係は適当な座標原点  $D_0'$   $S_0'$  を選ぶことにより、(9)式の様な簡単な形で表す事が出来る。従つて以下(9)式を基準にして  $D'$   $S'$  の関係を考察する。

先ず(9)式より  $\frac{dD'}{dS'}$  を求めると

$$\frac{dD'}{dS'} = \sigma \left[ \frac{\cos 2\pi (D' - D_0')}{\cos 2\pi (S' - S_0')} \right]^2 \quad (10)$$

又(1)式において  $\frac{dD'}{dS'}$  を求めると

$$\frac{dD'}{dS'} = - \frac{Z_{12}^2}{(Z_{22} + jW_2 \tan 2\pi S')^2 W_1 \cos^2 2\pi S'}$$

となる。しかるに純リアクタンスの場合には

$$Z_{12}^2 < 0 \quad (Z_{22} + jW_2 \tan 2\pi S')^2 < 0 \quad \text{なる故}$$

$$\frac{dD'}{dS'} < 0 \quad \text{である。}$$

故に (10) 式と比較して  $r < 0$  となる。この事より縦軸に  $D'$ 、横軸に  $S'$  をとり  $S'$  の変化に対する  $D'$  の動きを図示した  $S$  曲線は常に負の微係数をもつ事がわかり、(9) 式の  $r$  も常に負の値をもつ事がわかる。

又 (10) 式において  $D' = D'_0$   $S' = S'_0$  の点においては

$$r = \frac{dD'}{dS'} \quad \text{----- (11)}$$

$$(D' = D'_0, S' = S'_0)$$

となる為、 $r$  は  $S$  曲線の  $(D'_0, S'_0)$  点に於ける曲線の微係数を示す事がわかる

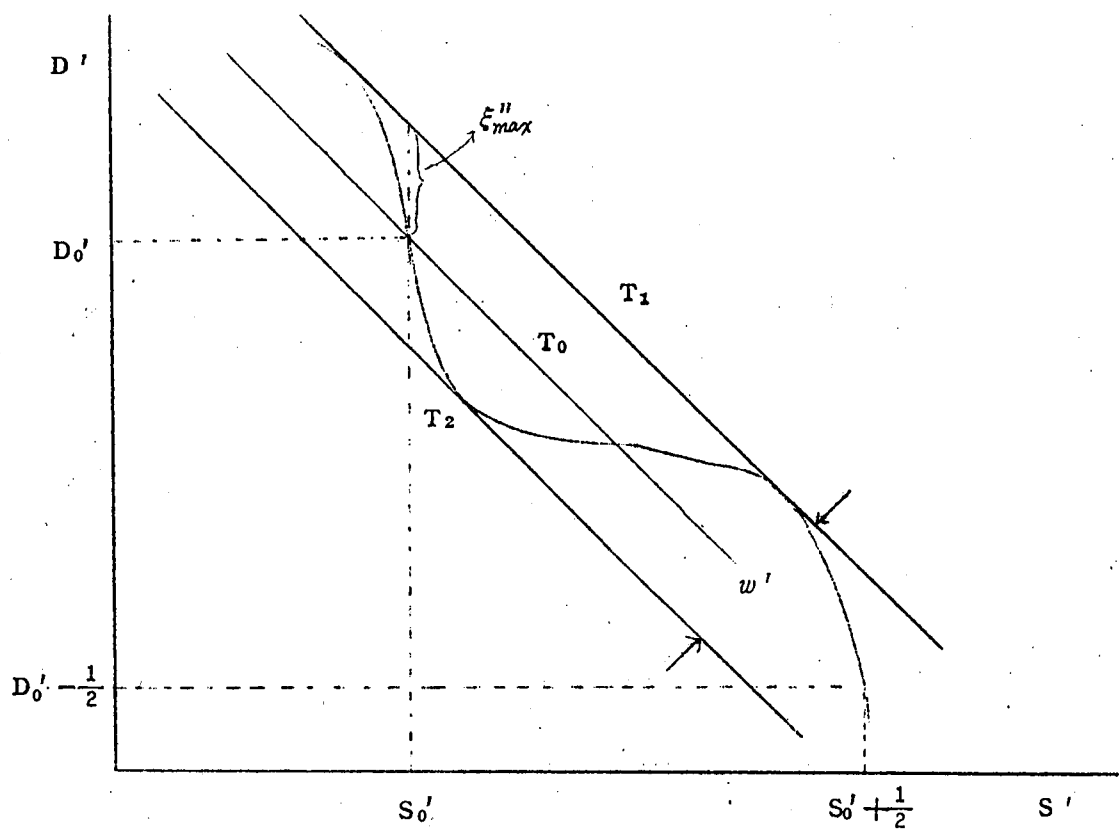
さて  $D'_0, S'_0$  点とは曲線上のどのような点であるかを調べる。その為 (10) 式を更に微分して  $\frac{d^2 D'}{dS'^2}$  を求めると

$$\frac{d^2 D'}{dS'^2} = 4\pi \tan 2\pi (D' - D'_0) \left[ \frac{\cos 2\pi (D' - D'_0)}{\cos 2\pi (S' - S'_0)} \right]^4 \left[ -\gamma^2 + \left\{ \frac{\cos 2\pi (S' - S'_0)}{\cos 2\pi (D' - D'_0)} \right\}^2 \right]$$

----- (12)

となる。故に  $D' = D'_0$   $S' = S'_0$  の点は  $\frac{d^2 D'}{dS'^2} = 0$  となり、従つて曲線の最大傾斜点又は最小傾斜点である。又 (9) より  $\tan 2\pi D', 2\pi S'$  は  $\pi$  の周期を有している事がわかるから附 1・2 図の様な  $S$  曲線を書く事がわかる。

さて  $D_0, S_0$  としては通常最大傾斜点を用いるので以下この様な規定のもとに説明する。



附 1.2 図 S 曲線の説明図

附 1.2 図の如く S 曲線に接線  $T_1$ ,  $T_2$  を引くと之は  $-45^\circ$  の傾斜をもつ。又  $D_0'$ ,  $S_0'$  を通り  $-45^\circ$  の傾斜をもつ直線を  $T_0$  とすると、 $T_0$  は  $T_1$  と  $T_2$  との丁度中間にある事が証明出来る。以下これについてのべる。

今  $(D' + S') - (D_0' + S_0') = \xi''$  とすると  $\xi''$  が正の時は附 1.2 図の  $T_0$  よりも曲線は上にあり、又  $\xi''$  が負の時には  $T_0$  よりも下にくる。今  $\xi''$  と  $D''$  の関係を求める為(9)式にこの関係を代入すると

$$\tan 2\pi D'' = \gamma \tan 2\pi (\xi'' - D'') \quad (13)$$



これより

$$\tan 2\pi \xi'' = \frac{(1+\delta) \tan 2\pi D''}{\delta - \tan^2 2\pi D''}$$

をうる。今  $|2\pi \xi''|$  は  $\frac{\pi}{2}$  を越えないから ( $\because \delta - \tan^2 2\pi D'' < 0$  なる為  $\tan 2\pi \xi''$  は無限大にならない。)  $\xi''$  の大小は  $\tan 2\pi \xi''$  の大小により判定出来る

$$\therefore \frac{d(\tan 2\pi \xi'')}{d(\tan 2\pi D'')} = 0 \quad \text{の条件を求めると}$$

$\tan 2\pi D'' = \pm \sqrt{-\delta}$  となりこの場合の  $\tan 2\pi \xi''$  の値は上式に代入して

$$\tan 2\pi \xi'' = \pm \frac{1}{2} \left[ \sqrt{-\delta} - \frac{1}{\sqrt{-\delta}} \right] \quad (14)$$

となる。即ち  $\xi''$  の最大値及び最小値は各々

$$\left. \begin{aligned} \xi''_{\max} &= \frac{1}{2\pi} \tan^{-1} \frac{1}{2} \left[ \sqrt{-\delta} - \frac{1}{\sqrt{-\delta}} \right] \\ \xi''_{\min} &= -\frac{1}{2\pi} \tan^{-1} \frac{1}{2} \left[ \sqrt{-\delta} - \frac{1}{\sqrt{-\delta}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

となる。従つて  $T_1$  は常に同じ  $\xi''_{\max}$  をもつ点を、 $T_2$  は常に  $\xi''_{\min}$  をもつ点を通る故何れも  $-45^\circ$  の直線となる。又  $|\xi''_{\max}| = |\xi''_{\min}|$  であり  $T_0$  は  $\xi''=0$  の直線であるから結局  $T_0$  は  $T_1$  と  $T_2$  の丁度中間にある事になる。

次に  $T_1$  と  $T_2$  との距離を  $w'$  とすると 附 1.2 図よりわかる様に  $\xi''_{\max} = \frac{w'}{\sqrt{2}}$  の関係があるから (14) 式に代入して

$$2 \tan \sqrt{2} \pi w' = \left[ \sqrt{-\delta} - \frac{1}{\sqrt{-\delta}} \right] \text{ をうる。}$$

故にこれより  $\sqrt{-r}$  をとくと

$$\sqrt{-\delta} = \tan \sqrt{2} \pi w' + \sqrt{\tan^2 \sqrt{2} \pi w' + 1}$$

$$= \tan \frac{2\pi}{\sqrt{2}} w' + \sqrt{\tan^2 \frac{2\pi}{\sqrt{2}} w' + 1}$$

$$= \frac{\sin \frac{2\pi w'}{\sqrt{2}} + 1}{\cos \frac{2\pi w'}{\sqrt{2}}} = \frac{\left( \cos \frac{\pi w'}{\sqrt{2}} + \sin \frac{\pi w'}{\sqrt{2}} \right)^2}{\cos^2 \frac{\pi}{\sqrt{2}} w' - \sin^2 \frac{\pi}{\sqrt{2}} w'}$$

$$= \frac{1 + \tan \frac{\pi w'}{\sqrt{2}}}{1 - \tan \frac{\pi w'}{\sqrt{2}}} = \tan \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\pi w'}{\sqrt{2}} \right) = \cot 2\pi \left( \frac{1}{8} - \frac{\sqrt{2}}{4} w' \right)$$

$$\therefore \delta = -\cot^2 2\pi \left( \frac{1}{8} - \frac{\sqrt{2}}{4} w' \right) \dots \dots \dots (15)$$

となる。このように曲線のうなりの巾  $w'$  から  $r$  が計算出来る。さて以上のように  $D'S'$  曲線から  $D_0'$   $S_0'$  及び  $w'$  が図式的に求まるから これから逆に  $Z_{11}, Z_{22}, Z_{42}$  を求める方法をのべる。

先ず今までの記号を使つて(9)式を展開すると

$$\frac{x_1 - \alpha}{1 + \alpha x_1} = \frac{\delta(y_1 - \beta)}{1 + \beta y_1} \quad \text{但} \quad \begin{aligned} x_1 &= \tan 2\pi D' \\ y_1 &= \tan 2\pi S' \end{aligned}$$

これをほどいて

$$(-\alpha + \beta r) + (1 + \alpha \beta r)x_1 + (-\alpha \beta - r)y_1 + (\beta - \alpha r)x_1 y_1 = 0$$

$$\therefore x_1 = \frac{(\alpha - \beta r) + (\alpha \beta + r)y_1}{(1 + \alpha \beta r) + (\beta - \alpha r)y_1}$$

$$= \frac{\alpha \beta + r}{\beta - \alpha r} \cdot \frac{\frac{\alpha - \beta r}{\alpha \beta + r} + y_1}{\frac{1 + \alpha \beta r}{\beta - \alpha r} + y_1}$$

$$= \frac{\alpha \beta + r}{\beta - \alpha r} \left[ 1 + \frac{\frac{\alpha - \beta r}{\alpha \beta + r} - \frac{1 + \alpha \beta r}{\beta - \alpha r}}{\frac{1 + \alpha \beta r}{\beta - \alpha r} + y_1} \right]$$

$$= \frac{\alpha \beta + r}{\beta - \alpha r} + \frac{\frac{\alpha - \beta r}{\beta - \alpha r} - \frac{(\alpha \beta + r)(1 + \alpha \beta r)}{(\beta - \alpha r)^2}}{\frac{1 + \alpha \beta r}{\beta - \alpha r} + y_1}$$

$$\therefore -jW_1 \tan 2\pi D' = -jW_1 \frac{\alpha \beta + r}{\beta - \alpha r} - \frac{-W_1 W_2 \frac{\alpha - \beta r}{\beta - \alpha r} + W_1 W_2 \frac{(\alpha \beta + r)(1 + \alpha \beta r)}{(\beta - \alpha r)^2}}{jW_2 \frac{1 + \alpha \beta r}{\beta - \alpha r} + jW_2 \tan 2\pi S'}$$

之と(1)式を比較する事により

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= -jW_1 \frac{\alpha \beta + r}{\beta - \alpha r} & Z_{22} &= jW_2 \frac{1 + \alpha \beta r}{\beta - \alpha r} \\ Z_{12}^2 &= Z_{11} Z_{22} - W_1 W_2 \frac{\alpha - \beta r}{\beta - \alpha r} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

(17) 式をうる。即ち曲線の  $w'$  より (16) 式により  $r$  が求まり、最大傾斜点  $D_0$   $S_0$  が求まると(3)式により  $\alpha, \beta$  が求まる。この  $\alpha, \beta, r$  を用いて (17) 式により  $Z_{11}, Z_{22}, Z_{12}$  が計算出来る。

附録 2. 三端子対回路定数を S 曲線法により測定する場合用いる式の誘導

本文 2.2.2 の測定 1 の場合には本文第 2.1 図(b)の等価回路を参照して

$$\frac{1}{jn_2^2 W_2 \tan 2\pi S_1'} + \frac{1}{jn_3^2 W_3 \tan 2\pi S_1'} + jB = -\frac{1}{jW_1 \tan 2\pi D_1'}$$

$$\therefore \frac{\cot 2\pi D_1'}{W_1} + \left( \frac{1}{n_2^2 W_2} + \frac{1}{n_3^2 W_3} \right) \cot 2\pi S_1' = B \quad (1)$$

但  $jB = Y$

(1)式を変形して

$$\frac{\frac{B W_1}{\frac{W_1}{n_2^2 W_2} + \frac{W_1}{n_3^2 W_3}} \tan 2\pi S_1' \tan 2\pi D_1' - \tan 2\pi D_1' - \frac{\tan 2\pi S_1'}{\frac{W_1}{n_2^2 W_2} + \frac{W_1}{n_3^2 W_3}} = 0 \quad \text{-----}(2)$$

今縦軸を  $D_1'$  横軸を  $S_1'$  とした時の S 曲線の方程式は

$$\tan 2\pi (D_1' - D_{01}') = \gamma_1 \tan 2\pi (S_1' - S_{01}')$$

で与えられ之を変形すると

$$\begin{aligned} & (\tan 2\pi S_{01}' - \gamma_1 \tan 2\pi D_{01}') \tan 2\pi D_1' \tan 2\pi S_1' + (1 + \gamma_1 \tan 2\pi D_{01}' \tan 2\pi S_{01}') \tan 2\pi D_1' \\ & - (\gamma_1 + \tan 2\pi D_{01}' \tan 2\pi S_{01}') \tan 2\pi S_1' + (-\tan 2\pi D_{01}' + \gamma_1 \tan 2\pi S_{01}') = 0 \end{aligned}$$

----- (3)

しかるに(3)と(2)を比較する事により

$$\tan 2\pi D_{01}' = \gamma_1 \tan 2\pi S_{01}' \quad (4)$$

をうる。

又(4)の関係を(3)に代入すると

$$1 + \gamma_1 \tan 2\pi D_{01}' \tan 2\pi S_{01}' = 1 + \tan^2 2\pi D_{01}' > 0 \quad \text{なる故}$$

両辺をこれで除し更に(4)の関係を代入して整理すると

$$-\frac{(\frac{1}{\gamma_1} - \gamma_1) \tan 2\pi D_{01}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'} \tan 2\pi D_{01}' \tan 2\pi S_{01}' - \tan 2\pi D_{01}' + \frac{\gamma_1 + \frac{1}{\gamma_1} \tan^2 2\pi D_{01}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'} \tan 2\pi S_{01}' = 0 \quad \text{----- (5)}$$

(5)と(2)を比較することにより

$$\frac{B W_1}{\frac{W_1}{n_2^2 W_2} + \frac{W_1}{n_3^2 W_3}} = \frac{(\gamma_1 - \frac{1}{\gamma_1}) \tan 2\pi D_{01}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'}$$

$$\frac{1}{\frac{W_1}{n_2^2 W_2} + \frac{W_1}{n_3^2 W_3}} = - \frac{\gamma_1 + \frac{1}{\gamma_1} \tan^2 2\pi D_{01}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'} \quad \text{をうる。}$$

之等の式より

$$B W_1 = \frac{(\frac{1}{\gamma_1} - \gamma_1) \tan 2\pi D_{01}'}{\gamma_1 + \frac{1}{\gamma_1} \tan^2 2\pi D_{01}'} \quad \text{----- (6)}$$

$$\frac{W_1}{n_2^2 W_2} + \frac{W_1}{n_3^2 W_3} = - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'}{\gamma_1 + \frac{1}{\gamma_1} \tan^2 2\pi D_{01}'} = A_1 \quad \text{----- (7)}$$

(6)(7)式が本文(2.1)式である。

従つてS曲線より  $r_1$   $D_{01}'$  が求まるから(6)(7)式の右辺は求まる。

次に本文2.2.2 の測定2においては前と同様共振条件から次の関係式が得られる。

$$\frac{1}{j n_3^2 W_3 \tan 2\pi S_2'} + \frac{1}{j W_1 \tan 2\pi S_2'} + j B = \frac{1}{-j n_2^2 W_2 \tan 2\pi D_2'}$$

$$\therefore \frac{\cot 2\pi D_2'}{n_2^2 W_2} + \left( \frac{1}{n_3^2 W_3} + \frac{1}{W_1} \right) \cot 2\pi S_2' = B \quad \text{----- (8)}$$

$$\therefore \frac{n_2^2 W_2 B}{\frac{n_2^2 W_2}{n_3^2 W_3} + \frac{n_2^2 W_2}{W_1}} \tan 2\pi D_2' \tan 2\pi S_2' - \tan 2\pi D_2' - \frac{\tan 2\pi S_2'}{\frac{n_2^2 W_2}{n_3^2 W_3} + \frac{n_2^2 W_2}{W_1}} = 0 \quad \text{----- (9)}$$

故に測定1の場合と同様にして

$$\frac{n_2^2 W_2 B}{\frac{n_2^2 W_2}{n_3^2 W_3} + \frac{n_2^2 W_2}{W_1}} = \frac{(\gamma_2 - \frac{1}{\delta_2}) \tan 2\pi D_{02}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{02}'}$$

$$\frac{1}{\frac{n_2^2 W_2}{n_3^2 W_3} + \frac{n_2^2 W_2}{W_1}} = - \frac{\gamma_2 + \frac{1}{\delta_2} \tan^2 2\pi D_{02}'}{1 + \tan^2 2\pi D_{02}'}$$

をうる。これらより

$$n_2^2 W_2 B = \frac{(\frac{1}{\delta_2} - \gamma_2) \tan 2\pi D_{02}'}{\gamma_2 + \frac{1}{\delta_2} \tan^2 2\pi D_{02}'} \quad \text{----- (10)}$$

$$\frac{n_2^2 \overline{W}_2}{n_3^2 \overline{W}_3} + \frac{n_2^2 \overline{W}_2}{\overline{W}_1} = - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{02}'}{r_2 + \frac{1}{r_2} \tan^2 2\pi D_{02}'} = A_2 \quad \text{----- (11)}$$

この(11)式のみが独立であり、S曲線より  $r_2$  ,  $D_{02}'$  が求まるから右辺の  $A_2$  が求まる。

(10)(11)式が本文(2.3)式である。

(7) 式より

$$\frac{1}{n_3^2 \overline{W}_3} = \frac{A_1}{\overline{W}_1} - \frac{1}{n_2^2 \overline{W}_2} \quad \text{となりこれを(11)式に代入すると}$$

$$\frac{A_1}{\overline{W}_1} n_2^2 \overline{W}_2 - 1 + \frac{n_2^2 \overline{W}_2}{\overline{W}_1} = A_2 \quad \therefore \frac{n_2^2 \overline{W}_2}{\overline{W}_1} = \frac{A_2 + 1}{A_1 + 1} \quad \text{----- (12)}$$

$$\therefore \frac{\overline{W}_1}{n_3^2 \overline{W}_3} = A_1 - \frac{A_1 + 1}{A_2 + 1} = \frac{A_1 A_2 - 1}{A_2 + 1} \quad \therefore \frac{n_3^2 \overline{W}_3}{\overline{W}_1} = \frac{A_2 + 1}{A_1 A_2 - 1} \quad \text{----- (13)}$$

上記の事をまとめると(14)式をうる。

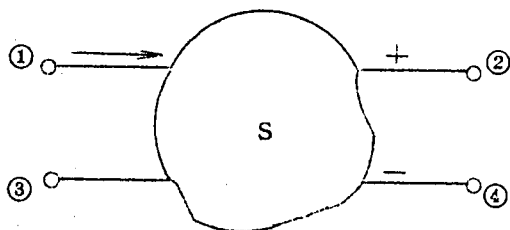
$$\left. \begin{aligned} B\overline{W}_1 &= \frac{(\frac{1}{r_1} - r_1) \tan 2\pi D_{01}'}{r_1 + \frac{1}{r_1} \tan^2 2\pi D_{01}'} \\ n_2^2 &= \frac{A_2 + 1}{A_1 + 1} \frac{\overline{W}_1}{\overline{W}_2} \\ n_3^2 &= \frac{A_2 + 1}{A_1 A_2 - 1} \frac{\overline{W}_1}{\overline{W}_3} \\ \text{但 } A_1 &= - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{01}'}{r_1 + \frac{1}{r_1} \tan^2 2\pi D_{01}'} \\ A_2 &= - \frac{1 + \tan^2 2\pi D_{02}'}{r_2 + \frac{1}{r_2} \tan^2 2\pi D_{02}'} \end{aligned} \right\} \quad \text{(14)}$$

(14)式が本文(2.4)式である。

即ち測定1,2から求められる  $r_1$   $r_2$   $D_{01}'$   $D_{02}'$  を用い(14)式により三端子対等価回路定数を計算する事が出来る。

### 附録 3. 対称共範回路網の等価回路

#### 1. 対称共範回路網の定義とその行列表示



附 3. 1 図

附 3. 1 図に示した様に端子①に入つた信号は端子③には現われずに、端子②と④に大きさ等しく、逆相で現れ、又端子③に入つた信号は、端子①に現われずに端子②と④に同相で現われる様な回路を、対称共範回路網と定義する。

この場合 附 3. 1 図の回路に於て、夫々の端子の進行波反射波を  $a_i', b_i' (i=1, 2, 3, 4)$  とすると、その S 行列を用いて

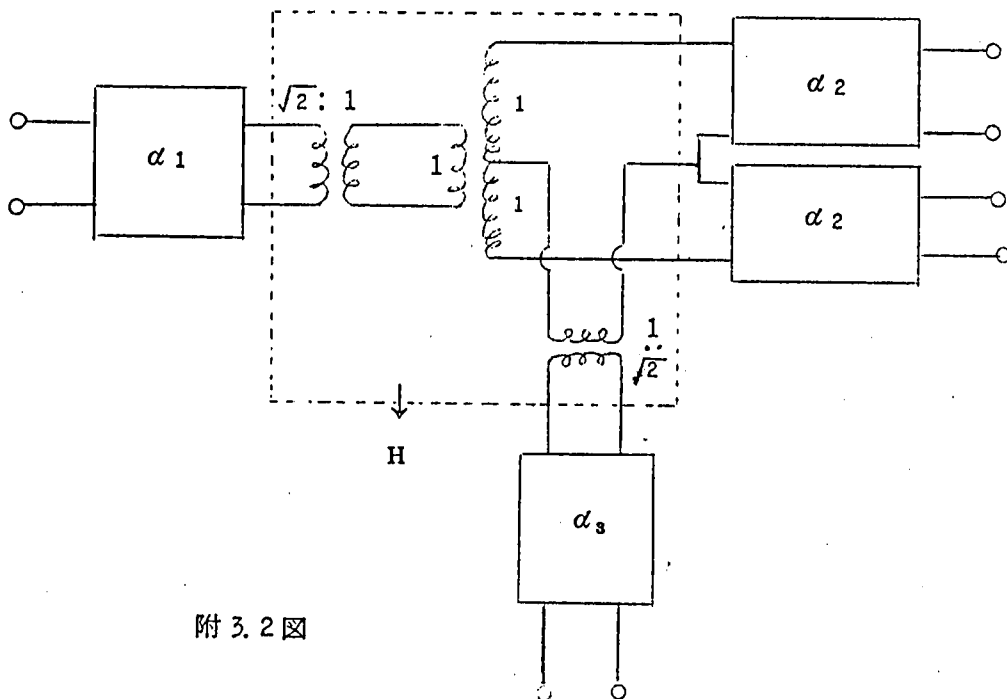
$$\begin{bmatrix} b_1' \\ b_2' \\ b_3' \\ b_4' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & -S_{12} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ 0 & S_{23} & S_{33} & S_{23} \\ -S_{12} & S_{24} & S_{23} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1' \\ a_2' \\ a_3' \\ a_4' \end{bmatrix} \quad (1)$$

(1)式の如く表わし得る。又(1)式を分解して、波動行列で示すと、(2)式の如く表わし得る。



$$\begin{bmatrix} a_2' \\ b_2' \\ a_4' \\ b_4' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{S_{33}}{2S_{23}} & \frac{1}{2S_{23}} & -\frac{S_{11}}{2S_{12}} & \frac{1}{2S_{12}} \\ \frac{2S_{23}^2 - (S_{22} + S_{24})S_{33}}{2S_{23}} & \frac{S_{22} + S_{24}}{2S_{23}} & \frac{2S_{12}^2 - (S_{22} - S_{24})S_{11}}{2S_{12}} & \frac{S_{22} - S_{24}}{2S_{12}} \\ -\frac{S_{33}}{2S_{23}} & \frac{1}{2S_{23}} & \frac{S_{11}}{2S_{12}} & -\frac{1}{2S_{12}} \\ \frac{2S_{23}^2 - (S_{22} + S_{24})S_{33}}{2S_{23}} & \frac{S_{22} + S_{24}}{2S_{23}} & \frac{2S_{12}^2 - (S_{22} - S_{24})S_{11}}{-2S_{12}} & \frac{S_{22} - S_{24}}{-2S_{12}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_3' \\ b_3' \\ a_1' \\ b_1' \end{bmatrix} \quad \text{--- (2)}$$

## 2. 対称共轭回路網の等価回路網の誘導



附 3.2 図

さて本文 2.3.1 節に於て示した様に、一点の周波数に於ては、第 2.6 図(a)の様な等価回路網で示しうる事をのべた。今第 2.6 図(a)の三巻線変成器の端子①と③に  $\sqrt{2} : 1$  の変成器を取りつけ、 $N_2 = N_4$  の場合を考えると附 3.2 図の様な回路で示す事が出来る。同図において点線内部を H の記号で示す。

又  $a_1, a_2, a_3$  は夫々の四端子の波動行列を示すものである。以下附 3.2 図の  $a_i$  の要素を(1)式の S 行列要素にて表現することを試みる。

先ず附 3.2 図の H に於ける入射波反射波を夫々  $a_i, b_i$  とすると

$$\begin{bmatrix} b_2 \\ b_4 \\ b_3 \\ b_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ a_4 \\ a_3 \\ a_1 \end{bmatrix}$$

となり、之の波動行列を求めると上式を分解して組み立てる事により

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \\ a_4 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_3 \\ b_3 \\ a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} \quad \text{--- (3)}$$

又之は部分行列を用いて

$$\left. \begin{aligned} \begin{pmatrix} A_2 \\ A_4 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} M & M \\ M & -M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ A_1 \end{pmatrix} \\ A_i &= \begin{pmatrix} a_i \\ b_i \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \\ M &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

で示しうる。

又附 3. 2 図の各端子に於いて

$$\left. \begin{aligned} A'_i &= \alpha_i A_i \quad (i = 1, 2, 3, 4) \\ A'_i &= \begin{pmatrix} a'_i \\ b'_i \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

の関係があるから(5)と(4)式を用いる事により

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A'_2 \\ A'_4 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \alpha_2 & 0 \\ 0 & \alpha_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M & M \\ M & -M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_3^{-1} & 0 \\ 0 & \alpha_1^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_3 \\ A'_1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \alpha_2 M \alpha_3^{-1} & \alpha_2 M \alpha_1^{-1} \\ \alpha_2 M \alpha_3^{-1} & -\alpha_2 M \alpha_1^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_3 \\ A'_1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6)$$

しかるに(6)式は(2)式に相当するものであるから、各行列を比較する事により

$$\left. \begin{aligned} \alpha_2 M \alpha_3^{-1} &= \begin{bmatrix} -\frac{S_{33}}{S_{23}} & \frac{1}{2S_{23}} \\ \frac{2S_{23}^2 - (S_{22} + S_{24})S_{33}}{2S_{23}} & \frac{S_{22} + S_{24}}{2S_{23}} \end{bmatrix} \\ \alpha_2 M \alpha_1^{-1} &= \begin{bmatrix} -\frac{S_{11}}{2S_{12}} & \frac{1}{2S_{12}} \\ \frac{2S_{12}^2 - (S_{22} - S_{24})S_{11}}{2S_{12}} & \frac{S_{22} - S_{24}}{2S_{12}} \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

(7)式の関係式をうる。さて(7)式において  $\alpha_2 = E$  (単位行列)とすると之は端子②④には何ら附加される四端子網がない事である。

この場合 (7)式から  $\alpha_3, \alpha_1$  を計算すると

$$\alpha_3 = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2} S_{23}} & -\frac{S_{22} + S_{24}}{\sqrt{2} S_{23}} \\ \frac{S_{33}}{\sqrt{2} S_{23}} & \frac{2S_{23}^2 - (S_{22} + S_{24})S_{33}}{\sqrt{2} S_{23}} \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$\alpha_1 = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2} S_{12}} & -\frac{S_{22} - S_{24}}{\sqrt{2} S_{12}} \\ \frac{S_{11}}{\sqrt{2} S_{12}} & \frac{2S_{12}^2 - (S_{22} - S_{24})S_{11}}{\sqrt{2} S_{12}} \end{bmatrix} \quad (9)$$

の如く  $\alpha_3, \alpha_1$  がS行列要素で示される。

次に  $\alpha_3, \alpha_1$  の実現可能を検討する。今任意の四端子網の波動行列及びS行列を

$$\alpha = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{bmatrix} \quad S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix}$$

の如く表わすと之等の間には

$$S_{11} = \frac{\alpha_{21}}{\alpha_{11}}, \quad S_{22} = \frac{-\alpha_{12}}{\alpha_{11}}, \quad S_{12} = \frac{1}{\alpha_{11}}, \quad \alpha_{11}\alpha_{22} - \alpha_{12}\alpha_{21} = 1$$

の関係がある。しかるに回路が純リアクタンス回路網である為の必要充分条件は、Sマトリックスがユニタリ行列である事である。故に(8)(9)式を一旦S行列に変換して検討する。

先ず  $\alpha_3$  の場合をのべると(8)式より

$$\alpha_{11}\alpha_{22} - \alpha_{12}\alpha_{21} = 1 \quad \text{は満足しており、尚}$$

$$S_{11} = S_{33}, \quad S_{22} = S_{22} + S_{24}, \quad S_{12} = \sqrt{2} S_{23} \quad \text{を得る}$$

$$\therefore \left. \begin{aligned} & \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{11}^* & S_{12}^* \\ S_{12}^* & S_{22}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 & S_{11}S_{12}^* + S_{12}S_{22}^* \\ S_{12}S_{11}^* + S_{22}S_{12}^* & |S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 \end{bmatrix} \\ & |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 = |S_{33}|^2 + 2|S_{23}|^2 \\ & |S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 = 2|S_{23}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{24}|^2 + S_{22}S_{24}^* + S_{22}^*S_{24} \\ & S_{11}S_{12}^* + S_{12}S_{22}^* = \sqrt{2}(S_{33}S_{23}^* + S_{23}S_{22}^* + S_{23}S_{24}^*) \\ & S_{12}S_{11}^* + S_{22}S_{12}^* = \sqrt{2}(S_{33}^*S_{23} + S_{23}^*S_{22} + S_{23}^*S_{24}) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

となる。しかるに(1)式がユニタリ行列の条件を満足しているから

$$\left. \begin{aligned} S_{23} S_{22}^* + S_{23} S_{23}^* + S_{23} S_{24}^* &= 0 \\ \therefore |S_{12}|^2 + S_{22} S_{24}^* + |S_{23}|^2 + S_{24} S_{22}^* &= 0 \\ |S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{23}|^2 + |S_{24}|^2 &= 1 \\ |S_{33}|^2 + 2 |S_{23}|^2 &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

の条件がある。(11)を(10)式に代入すると

$$|A_{12}|^2 + |A_{22}|^2 = 2 |S_{23}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{24}|^2 + |S_{12}|^2 - |S_{23}|^2 = 1$$

$$|A_{11}|^2 + |A_{12}|^2 = |S_{33}|^2 + 2 |S_{23}|^2 = 1$$

$$A_{11} A_{12}^* + A_{12} A_{22}^* = 0$$

をうる。即ち  $\alpha_3$  より得られたS行列はユニタリーである。又(1)式の各要素は Hurwitzian である為  $A_{11}, A_{12}, A_{22}$  は Hurwitzian である。故に物理的に実現可能である。<sup>(51)</sup>

次に  $\alpha_1$  の場合を考察する。前と同様

$$\alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12} \alpha_{21} = 1 \quad \text{である事は満足している。又}$$

$$A_{11} = S_{11}, \quad A_{22} = S_{22} - S_{24}, \quad A_{12} = \sqrt{2} S_{12}$$

なる故

$$\left. \begin{aligned} |A_{11}|^2 + |A_{12}|^2 &= |S_{11}|^2 + 2 |S_{12}|^2 \\ A_{11} A_{12}^* + A_{12} A_{22}^* &= \sqrt{2} (S_{11} S_{12}^* + S_{12} S_{22}^* - S_{12} S_{24}^*) \\ |A_{12}|^2 + |A_{22}|^2 &= 2 |S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{24}|^2 \\ &\quad - S_{22} S_{24}^* - S_{24} S_{22}^* \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

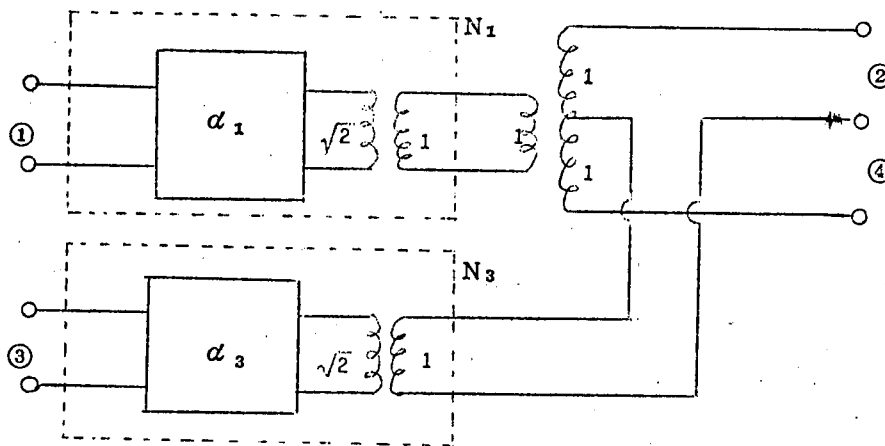
又 (1)式のユニタリーの条件より

$$\left. \begin{aligned} |S_{11}|^2 + 2|S_{12}|^2 &= 1 \\ S_{22}S_{24}^* + S_{24}S_{22}^* + |S_{23}|^2 - |S_{12}|^2 &= 0 \\ S_{11}S_{12}^* + S_{12}S_{22}^* - S_{12}S_{24}^* &= 0 \\ |S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{23}|^2 + |S_{24}|^2 &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

(13) 式を (12) 式に代入する事により

$\alpha_1$  より導かれる S 行列はユニタリーである事がわかる 又  $S_{ij}$  は Hurwitzian なる故、 $S_{11}, S_{12}, S_{22}$  も Hurwitzian である。従つて  $\alpha_1$  は物理的に実現可能である。

上記の事より、S は物理的に実現可能な回路の S 行列であるから  $\alpha_1, \alpha_3$  も全ての周波数に対して実現可能な回路である。以上より附 3.3 図の如き回路を得て本文の第 2.6 図(b)のものになる。



附 3.3 図 対称共軛回路網の等価回路

分割同軸形ブリッジの A 部分の断面図は  
 附 4.1 図の様になりこの中の電位を  $U$  とし  
 之を中心からの半径方向の距離  $r$  と、スロ  
 ットの中心線より角度  $\theta$  により表わせば  
 円筒座標の Laplace の方程式

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0$$

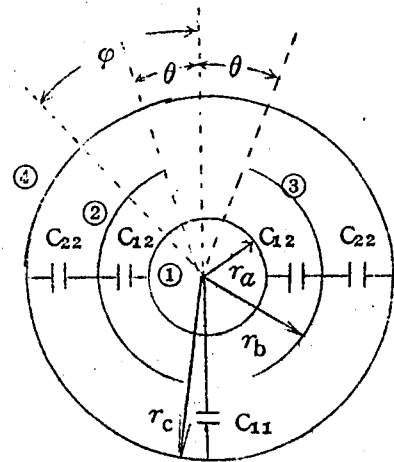
----- (1)

を満足している。今導体②と③とが同じ電  
 位である場合を考えると、(1)の解は、級数  
 形式にて表現すれば<sup>(52)</sup>

$r_a \leq r \leq r_b$  に於て

$$\begin{aligned} U(r, \varphi) &= A_0 + C_0 \ln r + \sum_{n=2n}^{\infty} \left\{ r^n (A_n \cos n\varphi + B_n \sin n\varphi) \right. \\ &\quad \left. + r^{-n} (C_n \cos n\varphi + D_n \sin n\varphi) \right\} \\ &= A_0 + C_0 \ln r + \sum_{n=2n}^{\infty} (r^n A_n + r^{-n} C_n) \cos n\varphi \quad (2) \\ &\quad (n = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned}$$

〔 ∵ 周期が  $\pi$  なる事と  $\varphi$  に関して偶函数なる為 〕



附 4.1 図 分割形同軸ブリ  
 ジの A 部分におけ  
 る断面図



同様に  $r_b \leq r \leq r_c$  に於て

$$U(r, \varphi) = A_0' + C_0' \ln r + \sum_{n=2,4,\dots}^{\infty} (r^n A_n' + r^{-n} C_n') \cos n\varphi$$

(1) の様になる

さて (2) 式において  $r = r_a$  の円周に沿つて積分すれば

$$U_a = A_0 + C_0 \ln r_a \quad (3)$$

又両辺に  $\cos n\varphi$  を乗じて円周に沿つて積分すれば

$$0 = r_a^n A_n + r_a^{-n} C_n \quad (4)$$

を得る。同様に  $r = r_c$  の円周に沿つて積分すれば

$$U_c = A_0' + C_0' \ln r_c \quad (5)$$

$$0 = r_c^n A_n' + r_c^{-n} C_n' \quad (6)$$

を得る。次に  $r = r_b$  につき同様の事を行うが、先ず  $r = r_b$ ,  $-\theta < \varphi < \theta$  に於ける  $U$  の値を  $\underbrace{f}_{U_b+}(r_b, \varphi)$  と仮定し (2) 式の両辺を積分すると

$$2\pi U_b + 4 \int_0^\theta f(r_b, \varphi) d\varphi = 2(A_0 + C_0 \ln r_b) \pi \quad (7)$$

同様に両辺に  $\cos n\varphi$  を乗じて積分すると

$$4 \int_0^\theta f(r_b, \varphi) \cos n\varphi d\varphi = (r_b^n A_n + r_b^{-n} C_n) \pi \quad (8)$$

を得る。(7) 式に (3) 式を代入して

$$2(U_a + C_0 \ln \frac{r_b}{r_a}) \pi = 2\pi U_b + 4 \int_0^\theta f(r_b, \varphi) d\varphi \quad (9)$$

同様に  $2(U_c + C_0' \ln \frac{r_b}{r_c}) \pi = 2\pi U_b + 4 \int_0^\theta f(r_b, \varphi) d\varphi \quad (10)$

又(8)式に(4)式を代入して

$$\left(-\frac{r_b^a}{r_a^{2a}} + r_b^{-a}\right) C_a \pi = 4 \int_0^\theta f(r_b, \varphi) \cos a \varphi d\varphi \quad (11)$$

同様に

$$\left(-\frac{r_b^a}{r_c^{2a}} + r_b^{-a}\right) C'_a \pi = 4 \int_0^\theta f(r_b, \varphi) \cos a \varphi d\varphi \quad (12)$$

次に  $-\theta < \varphi < \theta$  において電界の連続条件を求める為

$\frac{\partial U}{\partial r}$  を求めると (2)式を  $r$  で偏微分して

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial r} &= \frac{C_0}{r_b} + \sum_{a=2}^{\infty} (r_b^a A_a - r_b^{-a} C_a) \frac{a}{r_b} \cos a \varphi \\ &= \frac{C'_0}{r_b} + \sum_{a=2}^{\infty} (r_b^a A'_a - r_b^{-a} C'_a) \frac{a}{r_b} \cos a \varphi \end{aligned}$$

∴ (4)(6)式を代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{C_0}{r_b} - \sum_{a=2}^{\infty} \left( \frac{r_b^a}{r_a^{2a}} + r_b^{-a} \right) C_a \frac{a}{r_b} \cos a \varphi \\ = \frac{C'_0}{r_b} - \sum_{a=2}^{\infty} \left( \frac{r_b^a}{r_c^{2a}} + r_b^{-a} \right) C'_a \frac{a}{r_b} \cos a \varphi \quad (13) \end{aligned}$$

今  $f(r_b, \varphi)$  の函数形を

$$f(r_b, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos \frac{2n+1}{2} \pi \frac{\varphi}{\theta} \quad (14)$$

の直交函数形を用いると

$$\int_0^\theta f(r_b, \varphi) d\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{2}{2n+1} \frac{\theta}{\pi} a_n \quad (15)$$

$$\int_0^\theta f(r_b, \varphi) \cos \alpha \varphi d\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n}{2} \left\{ \frac{\sin(\alpha\theta + \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha + \frac{2n+1}{2} \frac{\pi}{\theta}} + \frac{\sin(\alpha\theta - \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha - \frac{2n+1}{2} \frac{\pi}{\theta}} \right\} \quad (16)$$

をうるから之を(9)(11)式に代入すると

$$C_0 = \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left[ U_b - U_a + \frac{4\theta}{\pi^2} \sum (-1)^n \frac{a_n}{2n+1} \right] \quad (17)$$

$$C_\alpha = \frac{2\theta}{\pi(r_b^\alpha - \frac{r_b^\alpha}{r_a^{2\alpha}})} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \left[ \frac{\sin(\alpha\theta + \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha\theta + \frac{2n+1}{2}\pi} + \frac{\sin(\alpha\theta - \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha\theta - \frac{2n+1}{2}\pi} \right] \quad (18)$$

同様に(10)(12)式に代入して

$$C'_0 = \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_c}} \left[ U_b - U_c + \frac{4\theta}{\pi^2} \sum (-1)^n \frac{a_n}{2n+1} \right] \quad (19)$$

$$C'_\alpha = \frac{2\theta}{\pi(r_b^\alpha - \frac{r_b^\alpha}{r_c^{2\alpha}})} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \left[ \frac{\sin(\alpha\theta + \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha\theta + \frac{2n+1}{2}\pi} + \frac{\sin(\alpha\theta - \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha\theta - \frac{2n+1}{2}\pi} \right] \quad (20)$$

をうる。

(17) ~ (20) を (13) 式に代入して  $\varphi = 0$  にて電界の連続条件を満足  
するとすると

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left[ U_b - U_a + \frac{4\theta}{\pi^2} \left( a_0 - \frac{a_1}{3} + \dots \right) \right] + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \left[ U_b - U_c + \frac{4\theta}{\pi^2} \left( a_0 - \frac{a_1}{3} + \dots \right) \right] \\ & + \sum_{\alpha=2}^{\infty} \left\{ \frac{1 + \left( \frac{r_a}{r_b} \right)^{2\alpha}}{1 - \left( \frac{r_a}{r_b} \right)^{2\alpha}} + \frac{1 + \left( \frac{r_b}{r_c} \right)^{2\alpha}}{1 - \left( \frac{r_b}{r_c} \right)^{2\alpha}} \right\} \frac{2}{\pi} (a_\alpha) \left[ a_0 \frac{\sin(\alpha\theta + \frac{\pi}{2})}{\alpha\theta + \frac{\pi}{2}} + a_0 \frac{\sin(\alpha\theta - \frac{\pi}{2})}{\alpha\theta - \frac{\pi}{2}} \right. \\ & \quad + a_1 \frac{\sin(\alpha\theta + \frac{3}{2}\pi)}{\alpha\theta + \frac{3}{2}\pi} + a_1 \frac{\sin(\alpha\theta - \frac{3}{2}\pi)}{\alpha\theta - \frac{3}{2}\pi} \\ & \quad \left. + \dots \right] = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

しかるに  $\left( \frac{r_a}{r_b} \right)^{2\alpha}$ ,  $\left( \frac{r_b}{r_c} \right)^{2\alpha} \ll 1$  ならびに (21) 式の

$$\left\{ \frac{1 + \left( \frac{r_a}{r_b} \right)^{2\alpha}}{1 - \left( \frac{r_a}{r_b} \right)^{2\alpha}} + \frac{1 + \left( \frac{r_b}{r_c} \right)^{2\alpha}}{1 - \left( \frac{r_b}{r_c} \right)^{2\alpha}} \right\} \quad \text{は } \sum \text{ の外にくくり出して近似しうる。}$$

又 (21) の

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left[ a_\theta \frac{\sin(\alpha\theta + \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha\theta + \frac{\pi(2n+1)}{2}} + a_\theta \frac{\sin(\alpha\theta - \frac{2n+1}{2}\pi)}{\alpha\theta - \frac{2n+1}{2}\pi} \right]$$

$$= \frac{(2n+1)\pi}{2} \sum_{a=2}^{\infty} \left( \frac{\sin(a\theta - \frac{2n+1}{2}\pi)}{a\theta - \frac{2n+1}{2}\pi} - \frac{\sin(a\theta + \frac{2n+1}{2}\pi)}{a\theta + \frac{2n+1}{2}\pi} \right)$$

なるため

(21) 式にこれらの値を代入して  $a_1 \ a_2 \ \dots\dots\dots$  を省略して  $a_0$  を求めると

$$a_0 = \frac{\frac{V_a}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{V_c}{\ln \frac{r_c}{r_b}} - V_b \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right)}{\frac{4\theta}{\pi^2} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right) + 2 \sum_{a=2}^{\infty} \left( \frac{\sin(a\theta - \frac{\pi}{2})}{a\theta - \frac{\pi}{2}} - \frac{\sin(a\theta + \frac{\pi}{2})}{a\theta + \frac{\pi}{2}} \right)} \quad (22)$$

今  $\theta \ll 1$  の時には

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\theta} \sum_{a=2}^{\infty} \left( \frac{\sin(a\theta - \frac{\pi}{2})}{a\theta - \frac{\pi}{2}} 2\theta - \frac{\sin(a\theta + \frac{\pi}{2})}{a\theta + \frac{\pi}{2}} 2\theta \right) \\ & \quad \doteq \frac{1}{2\theta} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin \theta}{\theta} d\theta \doteq \frac{1.37}{\theta} \end{aligned} \quad (23)$$

となるから

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= \xi_a V_a + \xi_b V_b + \xi_c V_c, \quad \xi_a = \frac{1}{D \ln \frac{r_b}{r_a}}, \quad \xi_c = \frac{1}{D \ln \frac{r_c}{r_b}} \\ \xi_b &= \frac{-1}{D} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right) \quad D = \frac{4\theta}{\pi^2} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right) + \frac{2.74}{\theta} \doteq \frac{2.74}{\theta} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

(24) を (17)(19) に代入すると

$$\left. \begin{aligned} C_0 &= \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left[ \left( \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_a - 1 \right) U_a + \left( 1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b \right) U_b + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_c U_c \right] \\ C'_0 &= \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_c}} \left[ \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_a U_a + \left( 1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b \right) U_b + \left( \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_c - 1 \right) U_c \right] \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

一方、導体①④上の電荷を  $Q_a$   $Q_c$  とすると

$$\left. \begin{aligned} Q_a &= -\epsilon_0 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\partial U}{\partial r} r_a d\varphi = -2\pi \epsilon_0 C_0 \\ Q_c &= \epsilon_0 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\partial U}{\partial r} r_c d\varphi = 2\pi \epsilon_0 C'_0 \\ Q_b &= -(Q_a + Q_c) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

故に (25) を (26) に代入し、(24) の  $\xi_c = -(\xi_a + \xi_b)$  の関係を代入すれば

$$\left. \begin{aligned} Q_a &= \frac{2\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left[ \left( 1 - \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_a \right) (U_a - U_c) - \left( 1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b \right) (U_b - U_c) \right] \\ Q_c &= \frac{-2\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_c}} \left[ \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_a (U_a - U_c) + \left( 1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b \right) (U_b - U_c) \right] \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

今  $U_a - U_c = V_1$ ,  $U_b - U_c = V_2$ , とし、 $Q_b + Q_a + Q_c = 0$  の関係より  
 $Q_a$   $Q_b$  を  $V_1$   $V_2$  により表現すると

$$\left. \begin{aligned} Q_a &= \frac{2\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left( 1 - \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_a \right) V_1 - \frac{2\pi \epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left( 1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b \right) V_2 \end{aligned} \right\}$$

$$Q_b = -\frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left(1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b\right) V_1 + 2\pi\epsilon_0 \left(1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b\right) \left(\frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}}\right) V_2 \quad (28)$$

故に

$$Q_a = C_{11}' V_1 + C_{12}' V_2$$

$$Q_b = C_{12}' V_1 + C_{22}' V_2$$

$$C_{11}' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left(1 - \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_a\right)$$

$$C_{12}' = \frac{-2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left(1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b\right)$$

$$C_{22}' = 2\pi\epsilon_0 \left(\frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}}\right) \left(1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b\right)$$

(29)

又附4.2図より解る様に

$$C_{11}'' = C_{11} + 2C_{12} \quad C_{12}'' = -2C_{12}$$

$$C_{22}'' = 2C_{22} + 2C_{12}$$

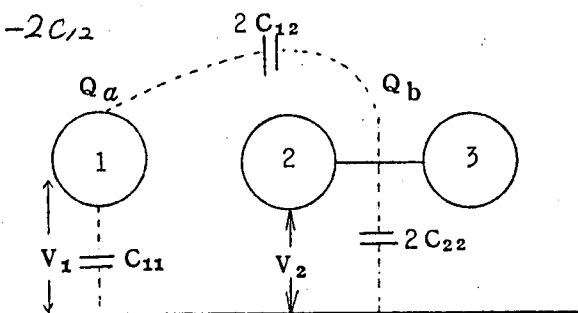
の関係があるから

$$C_{11} = C_{11}' + C_{12}'$$

$$= -\frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \frac{4\theta}{\pi^2} (\zeta_a + \zeta_b)$$

$$= \frac{2.92 \theta^2 \epsilon_0}{\pi \left(\ln \frac{r_b}{r_a}\right) \left(\ln \frac{r_c}{r_b}\right)}$$

(30)



附4.2図 各導体の電圧電荷を示す図

$$C_{12} = \frac{\pi \left(1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b\right) \epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \quad (31)$$

$$C_{22} = \frac{1}{2} (C'_{22} + C'_{12}) = \frac{\pi \left(1 + \frac{4\theta}{\pi^2} \zeta_b\right) \epsilon_0}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \quad (32)$$

$$\text{但、} \zeta_b = -\frac{1}{D} \left( \frac{1}{\ln \frac{r_b}{r_a}} + \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_b}} \right), \quad D \doteq \frac{2.74}{\theta}$$

の結論を得る。之等より

$$W_{11} = \frac{10^{-8}}{3C_{11}} \quad W_{12} = \frac{10^{-8}}{3C_{12}} \quad W_{22} = \frac{10^{-8}}{3C_{22}} \quad (33)$$

により波動抵抗が求まる。

次に之等を用いて  $W_1$  を求めて見る。

附 4.2 図より

$$W = \frac{10^{-8}}{3C_1} \quad \text{とすると}$$

$$C_1 = 2C_{12} + \frac{2C_{11}C_{22}}{2C_{22} + C_{11}} \quad \text{として求まるから}$$

之に (30) ~ (32) を代入して求めると



$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left\{ 1 - \frac{4\theta^2}{2.74\pi^2 \ln \frac{r_b}{r_a}} \right\} \quad (34)$$

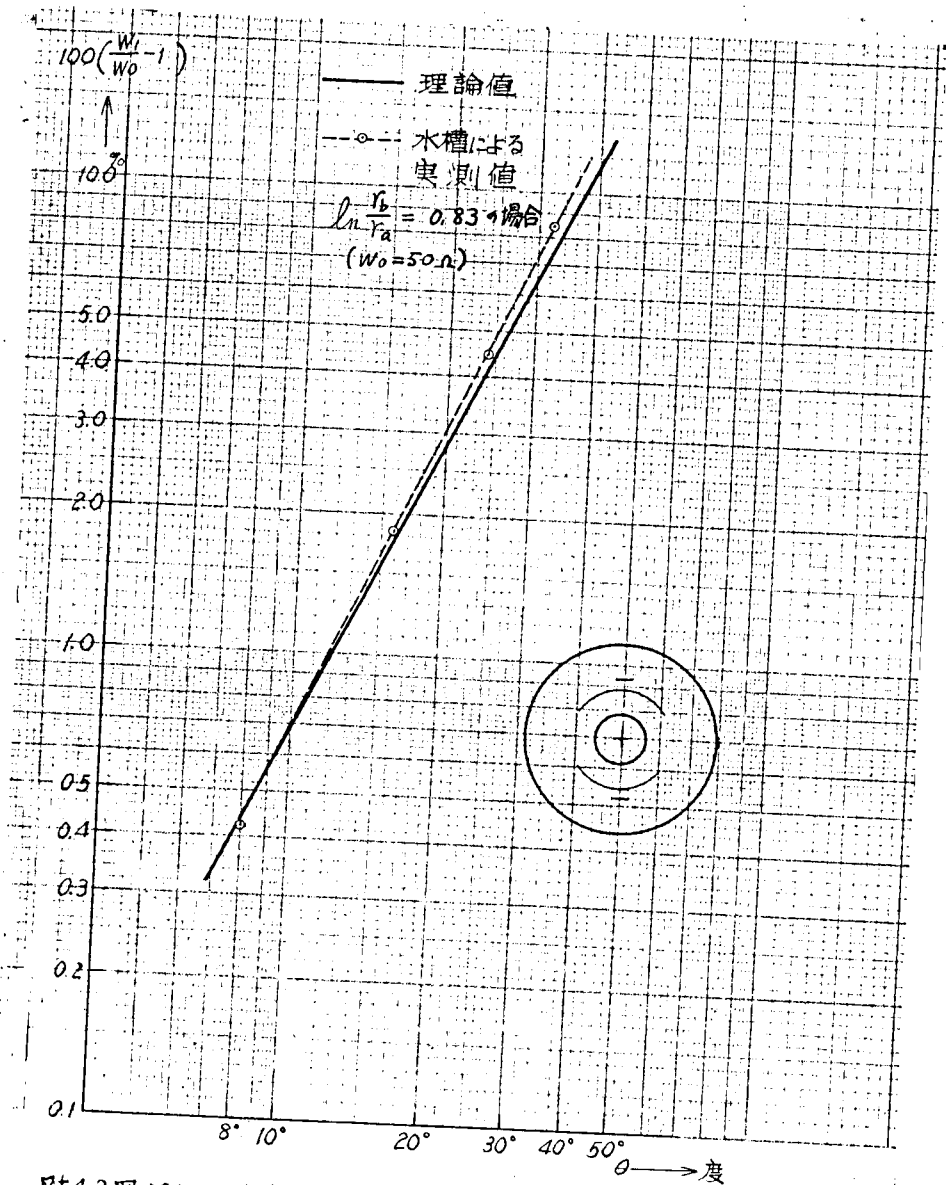
$$= \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{r_b}{r_a}} \left\{ 1 - k \right\}$$

となる。

$k$ は補正項でスリット巾の2乗に比例しており、又外部遮蔽導体の影響は第一次の項には現われない事がわかる。

(34) 式に基き  $\theta$  と  $k$  の百分率を現わすと附4.3図の実線の如くなる。この理論を検討する為に水槽を用いて実測を行つた。

その結果同図点線の如くなり、殆んど一致している事がわかる。又  $\theta$  が大になつた時の誤差は、第2項以上を省略して計算した影響であろう。



附4.3 図 スリットの部分のA状態化セーダンスをスリットがない場合の波動抵抗  
 に比較した値

附録 5. 分割同軸形ブリッジ内部の浮遊容量, 漏洩インダクタンス  
がある場合の映像入力インピーダンスの計算

本文第3.17 図において示す様に導体①②③をA断面に向つて流れる電流をABC姿態に分解する。

今解析の簡単の為にスロットによる漏洩を無視すると本文第3.3 図における $\beta$ は0となるから第3.17 図の様な分配になる。さて  $X_L X_C X_C'$  を同図の方向に流れる電流を夫々  $i_L i_C i_C'$  とすると  
キルヒホッフの法則により

$$i_C = -\frac{I_a}{2} + \frac{I_b}{2} + I_c + i_4 + i_C'$$

$$i_L = -\frac{I_a}{2} + \frac{I_b}{2} - I_c + i_2 - i_C'$$

しかるに  $i_C + i_L = -I_a$  の関係があるから

$$\therefore I_b + i_2 + i_4 = 0 \quad (1)$$

又導体①②③のA断面における電位を  $V_1 V_2 V_3$  とし、之等をABC姿態電位  $V_a V_b V_c$  で表現すると、本文第一表にて  $\alpha = 0$  を代入して

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_a + V_b \\ V_2 &= V_b + V_c/2 \\ V_3 &= V_b - V_c/2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

の関係が得られる。次に①②③端子間にオームの法則を適用して

$$\left. \begin{aligned} \frac{V_2 - V_1}{X_L} &= \frac{\frac{V_c}{2} - V_a}{X_L} = -\frac{I_a}{2} + \frac{I_b}{2} + I_c + i_2 - i_{c'} \\ \frac{V_3 - V_1}{X_C} &= \frac{-V_a - \frac{V_c}{2}}{X_C} = -\frac{I_a}{2} + \frac{I_b}{2} + I_c + i_4 + i_{c'} \\ V_2 = V_b + \frac{V_c}{2} &= -i_2 Z \\ V_3 = V_b - \frac{V_c}{2} &= -i_4 Z \\ V_2 - V_3 = V_c &= -I_c Z = i_{c'} X_{c'} \end{aligned} \right\} (3)$$

$$I_b = -i_2 - i_4 = \frac{2V_b}{Z}$$

の関係をうる。さて(3)に於て  $I_c$   $i_{c'}$   $i_2$   $i_4$   $i_b$  を消去すると

$$\frac{V_c}{2} - V_a = -\frac{I_a}{2} X_L + \frac{I_b}{2} X_L - \frac{V_c}{2Z} X_L - \frac{2V_b + V_c}{2Z} X_L - \frac{V_c}{X_{c'}} X_L$$

$$-\frac{V_c}{2} - V_a = -\frac{I_a}{2} X_C + \frac{I_b}{2} X_C + \frac{2V_c}{2Z} X_C - \frac{2V_b - V_c}{2Z} X_C + \frac{2V_c}{X_{c'}} X_C$$

整理すれば

$$\frac{V_c}{2} \left( 1 + \frac{2X_L}{Z} + \frac{X_L}{Z} + \frac{2X_L}{X_{c'}} \right) - V_a = -\frac{I_a}{2} X_L$$

$$\frac{V_c}{2} \left( 1 + \frac{2X_C}{Z} + \frac{X_C}{Z} + \frac{2X_C}{X_{c'}} \right) + V_a = \frac{I_a}{2} X_C$$

$$\therefore V_a \left[ \frac{1}{1 + \frac{2X_c}{Z_c} + \frac{X_c}{Z} + \frac{2X_c}{X_c'}} + \frac{1}{1 + \frac{2X_L}{Z_c} + \frac{X_L}{Z} + \frac{2X_L}{X_c'}} \right]$$

$$= \frac{I_a}{2} \left[ \frac{X_c}{1 + \frac{2X_c}{Z_c} + \frac{X_c}{Z} + \frac{2X_c}{X_c'}} + \frac{X_L}{1 + \frac{2X_L}{Z_c} + \frac{X_L}{Z} + \frac{2X_L}{X_c'}} \right]$$

$$\frac{V_a}{Z_a} = \frac{(X_c + X_L) + 2X_cX_L \left( \frac{2}{Z_c} + \frac{2}{X_c'} + \frac{1}{Z} \right)}{2 \left[ 2 + (X_c + X_L) \left( \frac{2}{Z_c} + \frac{2}{X_c'} + \frac{1}{Z} \right) \right]} \quad (4)$$

$$Y_a = \frac{I_a}{V_a} = \frac{4 \frac{1}{X_cX_L}}{\frac{X_c+X_L}{X_cX_L} + \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_c'} + \frac{2}{Z} \right)} + \frac{\frac{X_c+X_L}{X_cX_L} \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_c'} + \frac{2}{Z} \right)}{\frac{X_c+X_L}{X_cX_L} + \left( \frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_c'} + \frac{2}{Z} \right)} \quad (5)$$

之が本文(3.30)式である。

(4)の分母において  $2 \ll (X_c + X_L) \left( \frac{2}{Z_c} + \frac{2}{X_c'} + \frac{1}{Z} \right)$

$$\text{即ち} \quad \frac{X_c + X_L}{4} \gg \frac{1}{\frac{4}{Z_c} + \frac{4}{X_c'} + \frac{2}{Z}} \quad (6)$$

の条件を満足するならば、本文(3.31)式をうる事が了解出来る。

附録 B.

スリット結合方向性結合器のスリット結合部分における導体間の  
静電容量  $C_{11}$   $C_{22}$   $C_{12}$  の算出

附録 4 と全く同様に  $r_a < r < r_b$ ,  $r_b < r < r_c$  の両者で円筒座標のラ  
プラス方程式を立てて、その解を級数展開式で表わし  $r_a < r < r_c$  の解

$$\begin{aligned} U(r, \varphi) &= A_0 + C_0 \ln r + \sum_{\alpha=n}^{\infty} \left\{ r^{\alpha} (A_{\alpha} \cos \alpha \varphi + B_{\alpha} \sin \alpha \varphi) \right. \\ &\quad \left. + r^{-\alpha} (C_{\alpha} \cos \alpha \varphi + D_{\alpha} \sin \alpha \varphi) \right\} \\ &= A_0 + C_0 \ln r + \sum_{\alpha=n}^{\infty} (r^{\alpha} A_{\alpha} + r^{-\alpha} C_{\alpha}) \cos \alpha \varphi \\ &\quad n = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

をうる。(偶函数なる事を考慮する。)

同様に  $r_b < r < r_c$  に於ける解は

$$U(r, \varphi) = A'_0 + C'_0 \ln r + \sum_{\alpha=n}^{\infty} (r^{\alpha} A'_{\alpha} + r^{-\alpha} C'_{\alpha}) \cos \alpha \varphi$$

となる。後は附録 4 と全く同様の取扱い方が出来て、夫々  $C_{11}$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{22}$  を求めうる。